

Universidade de Lisboa  
Faculdade de Ciências  
Departamento de Física



# Desenvolvimento de Dosímetros de Cintilador de Plástico para Dosimetria em Tomossíntese

João Bernardo Pires Antunes

MESTRADO INTEGRADO EM ENGENHARIA BIOMÉDICA E BIOFÍSICA

PERFIL EM ENGENHARIA CLÍNICA E INSTRUMENTAÇÃO MÉDICA

DISSERTAÇÃO ORIENTADA POR:

PROF. DR. LUÍS PERALTA

2016



Universidade de Lisboa  
Faculdade de Ciências  
Departamento de Física



# Desenvolvimento de Dosímetros de Cintilador de Plástico para Dosimetria em Tomossíntese

João Bernardo Pires Antunes

Dissertação orientada pelo Prof. Dr. Luís Peralta

MESTRADO INTEGRADO EM ENGENHARIA BIOMÉDICA E BIOFÍSICA

2016





# Agradecimentos

Ao Quadro de Referência Estratégico Nacional (QREN) e ao Laboratório de Instrumentação e Física Experimental de Partículas (LIP), pelo financiamento do projecto. Gostaria de agradecer em particular ao LIP pelo suporte tecnológico disponibilizado para a realização de simulações Monte Carlo.

Ao Hospital da Luz pela cedência da utilização do tomógrafo. Em particular gostaria de agradecer ao Hospital na pessoa da técnica Armanda pela disponibilidade com que nos recebeu e auxiliou na recolha de dados.

Todo este trabalho não seria possível sem o auxílio, mentoria e disponibilidade do Professor Doutor Luís Peralta, que durante todo o projecto me ensinou e encaminhou, tornando possível o meu crescimento tanto a nível teórico como experimental.

Ao Professor Doutor Nuno Matela pela colaboração na ida ao Hospital da Luz, pela coordenação geral do projecto, e pelo papel que teve no meu desenvolvimento enquanto aluno de Engenharia Biomédica e Biofísica.

À Mariana Baptista pelo apoio e disponibilidade que viabilizaram a realização das medições na fase laboratorial.

Ao Engenheiro Manuel Loureiro, representante da Hamamatsu, por ter gentilmente disponibilizado o espectrofotómetro usado no estudo dos plásticos de cintilação.

À minha família. Porque falar da minha vida é falar de vocês. Ao Pai, à Mãe, ao Avô Joaquim, à Avó Joaquina, à Avó Maria, à Inês, ao Luís e ao Francisco.

À Inês, por estar presente todos os dias, nos momentos em que tudo corre bem e nos momentos em que apetece desistir. Obrigado porque me ensinas a ser o melhor de mim.

Aos amigos, a quem carinhosamente chamo de "Meus putos". Porque fingiram escutar com todo o interesse as minhas palestras de dosimetria, num qualquer café da cidade, numa qualquer tarde de Inverno, dando-me alento para continuar.

A Deus, porque sem Ele não me faz sentido tudo isto.

\*

---

\*O autor desta Dissertação não escreve segundo o novo Acordo Ortográfico.



# Resumo

O cancro da mama, embora não constitua a neoplasia com a maior taxa de mortalidade, é altamente incidente na população feminina mundial. Em particular, surgem actualmente cerca de 4500 novos casos por ano em Portugal, num universo de aproximadamente 5 milhões de mulheres. A tomossíntese é um método de diagnóstico que permite a reconstrução da imagem da mama a partir de diferentes projecções radiográficas. Esta técnica imagiológica utiliza radiação ionizante para a obtenção de imagens, sendo por isso necessária uma monitorização dos níveis de dose administrados ao paciente. No âmbito clínico, a escolha de um dosímetro para rastreio da dose obedece a vários parâmetros, nomeadamente a adequação às energias de radiação utilizadas, segurança, bem como a facilidade de acomodação do dispositivo durante a medição. Os dosímetros de cintilador de plástico conferem diversas vantagens sob este ponto de vista: a sua densidade é próxima da densidade da água (que por sua vez é próxima da densidade dos tecidos corporais), exibem ainda uma relação de linearidade e boa sensibilidade na gama de energias utilizadas em radiologia (inferior a 150 keV), podem ser de pequenas dimensões e são relativamente transparentes à imagem radiográfica.

Neste trabalho é desenvolvido um dosímetro de cintilador de plástico para monitorização da dose em exames de tomossíntese. Foram testados três diferentes plásticos de cintilação: BC-404 e BCF-60 (Saint-Gobain) e RP-200A (Rexon), assim como dois fotodetectores distintos: um fotomultiplicador R647P (Hamamatsu) e um fotodíodo S9195 (Hamamatsu). Os testes realizados às diferentes combinações de cintiladores e fotodetectores têm como objectivo optimizar o dispositivo de detecção. Os mesmos foram realizados em ambiente laboratorial e, posteriormente, em ambiente clínico.

O estudo permitiu concluir que a combinação cintilador-fotodetector que possibilita uma melhor monitorização da dose consiste no acoplamento do cintilador BC-404 com o fotomultiplicador R647. As vantagens desta combinação traduzem-se numa maior sensibilidade do dosímetro, linearidade de resposta e numa dependência energética muito pouco significativa nas energias utilizadas em ambiente clínico. Observou-se ainda que para os três cintiladores, o coeficiente de dependência em temperatura nunca excedeu  $0.6\% \text{ }^{\circ}\text{C}^{-1}$  para um intervalo de temperaturas de 0 a 40  $^{\circ}\text{C}$ .

**Palavras-chave:** Cintilador; Dosimetria; Tomossíntese; Fotodetector; Optimização de dosímetro.





# Abstract

Despite not being the most lethal cancer type, breast cancer is highly incident among female population worldwide. Particularly, in Portugal 4500 new cases are currently being diagnosed each year, in a universe of about 5 million women. Tomosynthesis constitutes a diagnosis method that enables breast reconstruction from different radiographic projections. This technique uses ionizing radiation, which enhances the interest in a proper monitorization of dose to avoid patient's over-exposure. Clinical dosimeters should be designed according to the following aspects: compatibility with the range of energies used, safety, and device's accommodation during measurement. Plastic scintillator-based dosimeters provide various advantages under this scope: their density is similar to water (similar to the density of body tissues), they exhibit a linear relation with deposited dose, good sensitivity in the range of energies used in radiology (under 150 kV), can be quite small and are almost transparent to the radiographic image.

A plastic-scintillator dosimeter was developed to monitor dose deposition during tomosynthesis exams. Three different plastic scintillators were tested: the BC-404 and BCF-60 (Saint-Gobain), and the RP-200A (Rexon), as well as two distinct photodetectors: a R647P photomultiplier tube (Hamamatsu) and a S9195 (Hamamatsu) photodiode. The performed tests combining different scintillators and photodetectors aim the optimization of the detection device. These tests were made both in a laboratory setup and afterwards in a clinical environment.

This study concluded that the coupling between the BC-404 scintillator and the R647P photomultiplier tube, provides the most advantageous combination to monitor the dose. This combination provides the best sensitivity of the dosimeter in regard to the others, its response is linear and its energy dependency is almost negligible for the energies used in tomosynthesis. Furthermore, in the 0 to 40 °C range a temperature coefficient less than 0.6% °C<sup>-1</sup> was measured for all three scintillators.

**Keywords:** Scintillator; Dosimetry; Tomosynthesis; Photodetector; Dosimeter optimization.



# Conteúdo

<b>Lista de Figuras</b>	<b>ix</b>
<b>Lista de Tabelas</b>	<b>xii</b>
<b>1 Tomossíntese</b>	<b>1</b>
1.1 Aquisição de imagem . . . . .	2
1.2 Produção de raios-X . . . . .	4
1.3 Interação dos fótons com a matéria . . . . .	4
1.3.1 Coeficiente de atenuação . . . . .	5
1.3.2 Coeficiente de transferência e coeficiente de absorção . . . . .	6
<b>2 Dosimetria: Princípios Físicos</b>	<b>8</b>
2.1 Fluência e fluência energética . . . . .	8
2.2 Kerma . . . . .	9
2.3 Dose . . . . .	10
2.4 Espessura semi-redutora . . . . .	10
<b>3 Classificação e caracterização de dosímetros</b>	<b>12</b>
3.1 Parâmetros de caracterização . . . . .	12
3.1.1 Sensibilidade e Linearidade . . . . .	12
3.1.2 Dependência em energia . . . . .	13
3.1.3 Resolução espacial . . . . .	13
3.2 Estado da arte . . . . .	14
3.2.1 Câmara de ionização . . . . .	14
3.2.2 Dosímetros semicondutores . . . . .	15
3.2.3 Dosímetros termoluminescentes . . . . .	19
3.2.4 Filmes dosimétricos . . . . .	20
3.2.5 Dosímetro de cintilador de plástico . . . . .	21
<b>4 Protótipo experimental</b>	<b>29</b>
4.1 Plásticos de cintilação . . . . .	29
4.2 Guia óptico . . . . .	30
4.3 Fotodetectores . . . . .	31

<b>5</b>	<b>Resultados laboratoriais</b>	<b>37</b>
5.1	Caracterização da fonte de raios-X . . . . .	37
5.1.1	Espectro de emissão . . . . .	37
5.1.2	Determinação da Espessura Semi-Redutora . . . . .	41
5.1.3	<i>Voltage Ripple</i> . . . . .	43
5.2	Resposta espectral dos cintiladores . . . . .	44
5.3	Sensibilidade, Linearidade e Dependência energética . . . . .	48
5.4	Radioluminescência da fibra óptica . . . . .	54
5.5	Dependência em temperatura . . . . .	55
5.6	Dependência do sinal na tensão de polarização do PMT . . . . .	57
<b>6</b>	<b>Resultados em meio clínico</b>	<b>59</b>
6.1	Resposta do dosímetro . . . . .	60
6.2	Simulação Monte Carlo do tomógrafo . . . . .	62
<b>7</b>	<b>Conclusões e Perspectivas Futuras</b>	<b>67</b>
<b>8</b>	<b>Bibliografia</b>	<b>69</b>

# Lista de Figuras

0.1	Dados recolhidos da base de dados GLOBOCAN (projecto da IARC) relativos à população mundial em 2012. . . . .	xiv
0.2	Gráficos obtidos a partir da base de dados GLOBOCAN, relativos à população feminina portuguesa em 2012. . . . .	xv
1.1	Tomógrafo Siemens Mammomat inspire [8]. . . . .	1
1.2	(1) Geometria com deslizamento paralelo da ampola e do detector. (2) Geometria com movimento em arco da ampola e detector. (3) Geometria de detector estacionário [10]. . . . .	2
1.3	Esquema de detecção da radiação em detector de selénio amorfo [11]. . . . .	3
1.4	Comparação entre projecção CC de mamografia (esquerda) com a mesma projecção em tomossíntese (direita) numa paciente de 42 anos com um carcinoma invasivo ductal de 10 mm. A imagem de tomossíntese apresenta uma definição muito superior da massa tumoral e respectivas margens [14]. . . . .	3
1.5	Espectro de fótons produzido num ânodo de tungsténio [5]. . . . .	4
3.1	Resposta de dois dosímetros em função da dose - linearidade. . . . .	13
3.2	Exemplos de câmaras de ionização. . . . .	15
3.3	Representação planar da estrutura cristalina tetraédrica do silício. A ligação covalente entre dois electrões encontra-se destacada a vermelho. . . . .	16
3.4	Lacuna deixada por electrão transiente para a banda de condução. . . . .	17
3.5	Esquema da substituição de um átomo de silício por um átomo de fósforo (esquerda) e por um átomo de boro (direita). . . . .	17
3.6	Formação da zona de depleção numa junção np. . . . .	18
3.7	Efeito da polarização directa e inversa na condutividade do semiconductor. . . . .	18
3.8	Fotodíodo S1337 da Hamamatsu [58]. . . . .	19
3.9	A-Processo de aprisionamento do par electrão-buraco por absorção de radiação ionizante. B- Emissão de luz por acção térmica - um mecanismo possível de recombinação. . . . .	20
3.10	Acção da radiação ionizante em dois filmes radiocrómicos. O filme A foi irradiado com 36 mGy e o filme B com 2,5 mGy. . . . .	21
3.11	Componentes principais de um dosímetro de cintilação. . . . .	22

3.12	Processos de fluorescência e fosforescência. . . . .	25
3.13	Esquema de corte longitudinal de uma fibra óptica. . . . .	26
4.1	Cintilador de Plástico . . . . .	30
4.2	Fibra óptica de PMMA utilizada no dosímetro. . . . .	31
4.3	Tubo fotomultiplicador . . . . .	32
4.4	Fotodíodo S9195 da Hamamatsu [39]. . . . .	32
4.5	Módulo de alta tensão usado na alimentação do tubo fotomultiplicador: Painei frontal e interior. . . . .	33
4.6	Esquema elétrico da fonte de tensão DC de 12 V/ 270 mA. . . . .	33
4.7	Fonte de alta tensão DC de -250 a -1250 V/ 0.5 mA. . . . .	34
4.8	Amplificador de carga utilizado na leitura do sinal proveniente do PMT: Painei frontal e interior. . . . .	34
4.9	Esquema do circuito elétrico do amplificador de carga. . . . .	35
4.10	Electrômetro UNIDOS-E da PTW. . . . .	35
5.1	Espectro do tubo de Raio-X . . . . .	38
5.2	Interface do programa IPEM. . . . .	38
5.3	Interface do programa Spekcalc. . . . .	39
5.4	Comparação entre o espectro experimental do tubo de raios-X e os espectros simulados para uma tensão de 45 kV, 48 kV e 50 kV. . . . .	40
5.5	Setup para determinação do HVL. . . . .	41
5.6	Atenuação da radiação em alumínio . . . . .	42
5.7	Rectificação com alisamento . . . . .	43
5.8	Voltage ripple. . . . .	44
5.9	Espectro de emissão dos cintiladores de plástico. . . . .	45
5.10	Curva de sensibilidade dos fotodetectores. . . . .	46
5.11	Curva de sensibilidade dos fotodetectores. . . . .	47
5.12	Fantoma utilizado para realizar as medidas de perfil de dose. Dimensões: 108x102x15 mm <sup>3</sup> . . . . .	48
5.13	Esquema usado no estudo da resposta dos plásticos de cintilação com diferen- tes fotodetectores. . . . .	49
5.14	Resposta do dosímetro em função da dose. . . . .	49
5.15	Dependência energética dos detectores com <i>readout</i> feito por PMT e fotodíodo, para três cintiladores. . . . .	51

5.16	Variação da razão das doses dos três plásticos relativamente à água em função da energia média do feixe. . . . .	53
5.17	Sensibilidade dos cintiladores estudados em função da energia média do feixe de raios-X. Ver texto para detalhes. . . . .	54
5.18	<i>Setup</i> para a dependência em temperatura . . . . .	56
5.19	Dependência em temperatura . . . . .	56
5.20	Dependência do sinal do PMT na tensão de alimentação aplicada. . . . .	57
6.1	Tomógrafo do Hospital da Luz, Lisboa. . . . .	59
6.2	Esquema do tomógrafo, prato de compressão, fantoma e detector de selenio. O tubo faz um varrimento de 50° sobre o fantoma. . . . .	60
6.3	Aquisição de medidas com o Mammomat Insiparation, Hospital da Luz. . . .	61
6.4	Sinal obtido pelo PSD como função da dose medida pela câmara de ionização no fantoma de PMMA irradiado com o tomógrafo Mammomat Inspiration. Os resultados apresentados correspondem a aquisições com os cintiladores BC-404 e BCF-60 para tensões de pico de 26 e 35 kV. . . . .	61
6.5	Espectro de raios-X obtido por simulação da ampola para as duas tensões de pico: 26 kVp e 35 kVp. . . . .	64
6.6	Deposição da dose em profundidade no fantoma: simulação e experimental. .	66



# Lista de Tabelas

4.1	Propriedades dos plásticos de cintilação. . . . .	29
4.2	Propriedades da fibra óptica [37]. . . . .	30
4.3	Propriedades dos fotodetectores [38] [39]. . . . .	32
5.1	Valores de HVL determinados . . . . .	43
5.2	Estudo da radioluminescência da fibra óptica. . . . .	55
6.1	Declive (sensibilidade) extraído do ajuste linear aplicado ao sinal do PSD em função da dose no interior do fantoma de PMMA quando irradiado pelo feixe do tomógrafo. . . . .	62
6.2	Lista das transições electrónicas mais prováveis do rádio [67]. . . . .	64

# Introdução

## Sobre o Projecto Rad4Life

O presente trabalho de desenvolvimento de um dosímetro de estado sólido para monitorização da dose absorvida em exames de tomossíntese foi realizado ao abrigo do Projecto Rad4Life. Este projecto resulta de uma parceria entre o Laboratório de Instrumentação e Física Experimental de Partículas e a Universidade de Coimbra. Teve início a 1 de Julho de 2013 e compreende uma duração total de 30 meses, tendo como principal linha orientadora a aplicação de tecnologias de detecção da radiação, desenvolvidas no contexto da Física de Partículas, à área da saúde.

Em particular, o dosímetro desenvolvido estabelece uma ponte importante entre a Física da Radiação e a área da saúde, uma vez que constitui um mecanismo de monitorização da dose administrada ao paciente em exames de Tomossíntese.

O objectivo da dissertação consiste na análise da performance do dosímetro, incidindo sob aspectos como a influência do plástico de cintilação e do fotodetector, utilizando para o efeito um tubo de raios-X em laboratório com uma tensão de 50 kVp, e um tomógrafo Siemens Mamommat em ambiente clínico com 26 e 35 kVp pertencente ao Hospital da Luz de Lisboa . Para a validação dos resultados experimentais, os testes foram complementados com simulações de Monte Carlo.



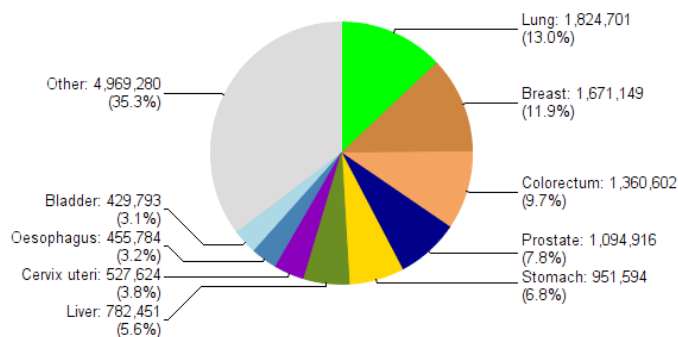
Faculdade de Ciências da Universidade de Lisboa.

---

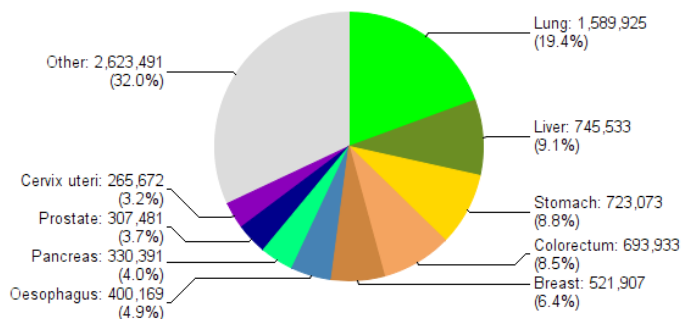
## Enquadramento e Motivação

Segundo a International Agency for Research on Cancer (IARC), em 2012 foram diagnosticados 14,1 milhões de novos casos de cancro em todo o mundo, tendo sido registadas 8,2 milhões de mortes como resultado da doença. Estes dados revelam uma subida face ao estudo análogo relativo a 2008, no qual os números apontavam para 12,7 e 7,6 milhões, respectivamente [1]. A tendência de subida deve-se a vários factores, entre os quais a evolução dos métodos de diagnóstico, o aumento da sua dispersão, o envelhecimento das populações e a alterações no estilo de vida das mesmas.

Da totalidade dos cancros diagnosticados em todo o mundo, o cancro do pulmão é o que apresenta maior incidência (13%), imediatamente seguido pelo cancro da mama (11,9%) e colorectal (9,7%). Por sua vez, a taxa de mortalidade verificada devido ao cancro deve-se principalmente aos cancros do pulmão (19,4 %), do fígado (9,1 %) e do estômago (8,8 %) (figura 0.1) [2].



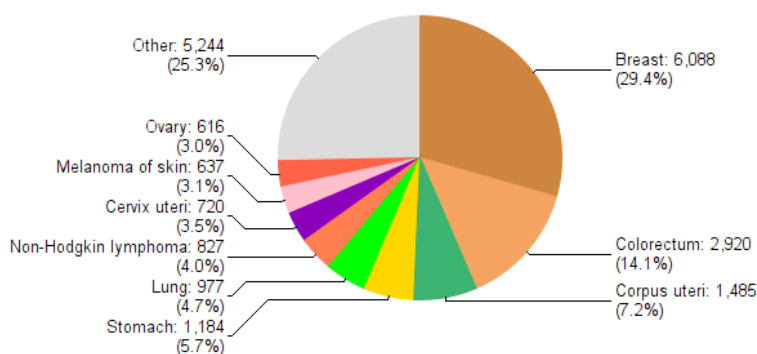
(a) Incidência por tipo de cancro.



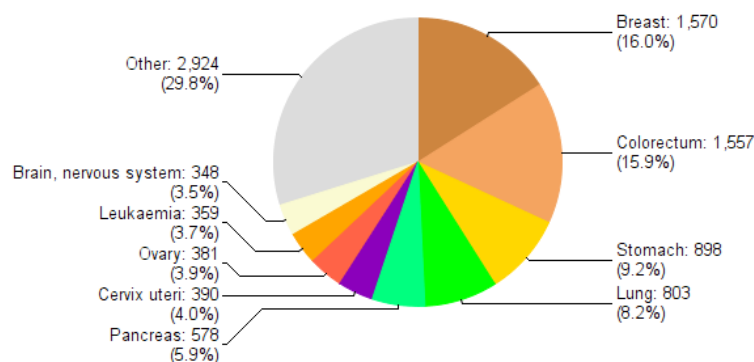
(b) Mortalidade por tipo de cancro.

**Figura 0.1:** Dados recolhidos da base de dados GLOBOCAN (projecto da IARC) relativos à população mundial em 2012.

Não obstante, desde 2008 foi registado um aumento superior a 20 % no número de novos casos de cancro da mama diagnosticados, e um subsequente aumento de 14 % na mortalidade, constituindo actualmente a maior causa de morte por cancro nas mulheres em todo o mundo. Em Portugal, a neoplasia mamária constitui também a maior causa de morte por cancro nas mulheres, prefazendo 16 % do número total de casos registados (figura 0.2).



(a) Incidencia por tipo de cancro.



(b) Mortalidade por tipo de cancro.

**Figura 0.2:** Gráficos obtidos a partir da base de dados GLOBOCAN, relativos à população feminina portuguesa em 2012.

A detecção precoce deste tumor potencia a sua cura. Segundo a American Cancer Society (ACS), os tumores diagnosticados devido a uma alteração sintomática têm uma maior probabilidade de se ter difundido para lá dos tecidos mamários. Por oposição, uma detecção precoce por via de exames imagiológicos, potencia a eficácia do tratamento e cura do paciente [3] .

A tomossíntese é uma técnica radiológica que recorre à utilização de radiação ionizante para

---

produzir imagens multiplanares da mama. É uma técnica relativamente recente pelo que apenas na última década se procedeu à sua implementação prática, sendo que apenas em 2011 foi aprovado para prática clínica o primeiro tomógrafo pela Food and Drug Administration (FDA) [4]. Se por um lado a tomossíntese constitui um avanço face à mamografia convencional, por outro lado a reconstrução multiplanar da imagem da mama não exclui a necessidade de exposição a radiação ionizante.

O progressivo aumento do número médio de exames de diagnóstico *per capita* tem motivado o estudo da deposição de dose em radiologia. Em particular, a *International Commission on Radiation Units & Measurements* (ICRU), apresentou em 2005 o primeiro relatório dedicado ao tema, intitulado “Patient Dosimetry for X Rays used in Medical Imaging” [5].

Na tomossíntese são utilizados raios-X e as doses aplicadas estão várias ordens de grandeza abaixo do necessário para que se verifiquem efeitos determinísticos da radiação ( $< 2$  Gy). Contudo, a indução de cancro como resultado de exposição radiológica é uma realidade cuja probabilidade está directamente relacionada com a quantidade de dose absorvida. Neste contexto, o presente trabalho pretende desenvolver e estudar um dosímetro de cintilador de plástico como alternativa eficaz de baixo custo para monitorização em exames de tomossíntese.

# 1

## Tomossíntese

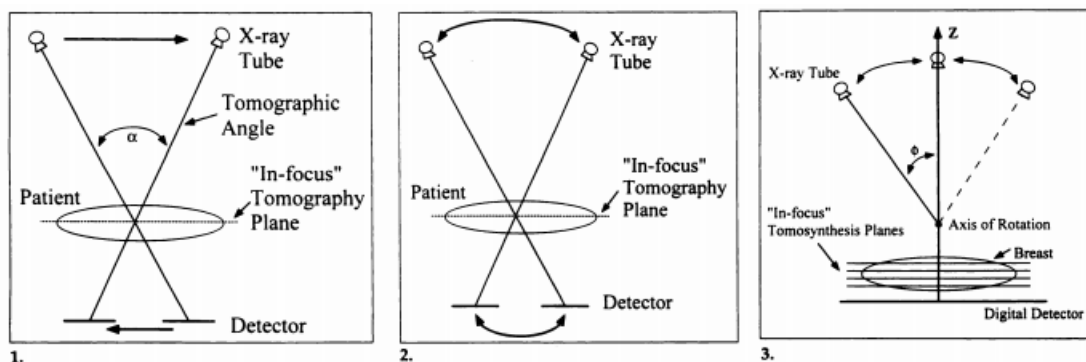
A tomossíntese pode ser considerada a aproximação tridimensional da mamografia. De facto, o princípio de funcionamento da tomosíntese reside na mesma base da tomografia computadorizada, na qual são utilizadas várias projecções radiográficas por forma a construir uma imagem tridimensional dos órgãos. Esta técnica imagiológica foi desenvolvida com o objectivo de colmatar limitações inerentes ao exame da mamografia, na qual são realizadas apenas duas projecções da mama com diferentes direcções (Crânio Caudal - CC e Médio Lateral Oblíqua - MLO). A principal limitação deste processo encontra-se na sobreposição dos tecidos, consequência de uma imagem planar, ou seja, é formada uma imagem bidimensional para representar um órgão tridimensional. Este aspecto assume maior relevância no diagnóstico de massas tumorais em mamas mais densas [7].



**Figura 1.1:** Tomógrafo Siemens Mammomat inspire [8].

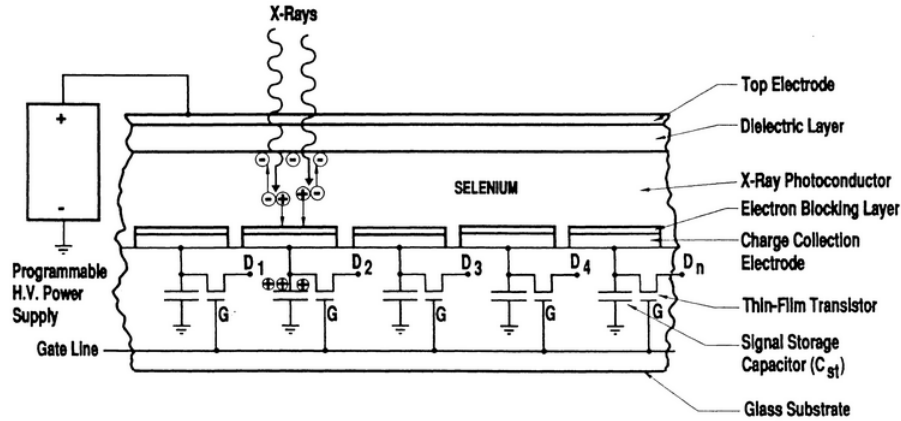
## 1.1 Aquisição de imagem

Na tomossíntese, após a mama estar devidamente comprimida, o tomógrafo adquire entre 10 a 25 projecções num espaço angular limitado. Esta aquisição pode ser realizada de modo contínuo ou no modo *step-and-shoot*, sendo que o espaçamento entre ângulos não é necessariamente igual entre diferentes posições. O primeiro modo exige que o tempo de disparo seja mais curto por forma a evitar desfocar a imagem, por sua vez em modo *step-and-shoot* o tomógrafo pára em cada posição antes de acionar a ampola de raios-X. A posição relativa entre a ampola e o detector varia de acordo com a geometria de aquisição, podendo ocorrer movimento paralelo da ampola e do detector (em sentidos opostos), movimento da ampola e do detector em arco, ou ainda movimento da ampola com detector estacionário (figura 1.2). A dose administrada em cada projecção corresponde aproximadamente a 5-10 % da dose necessária para uma projecção de mamografia [9].



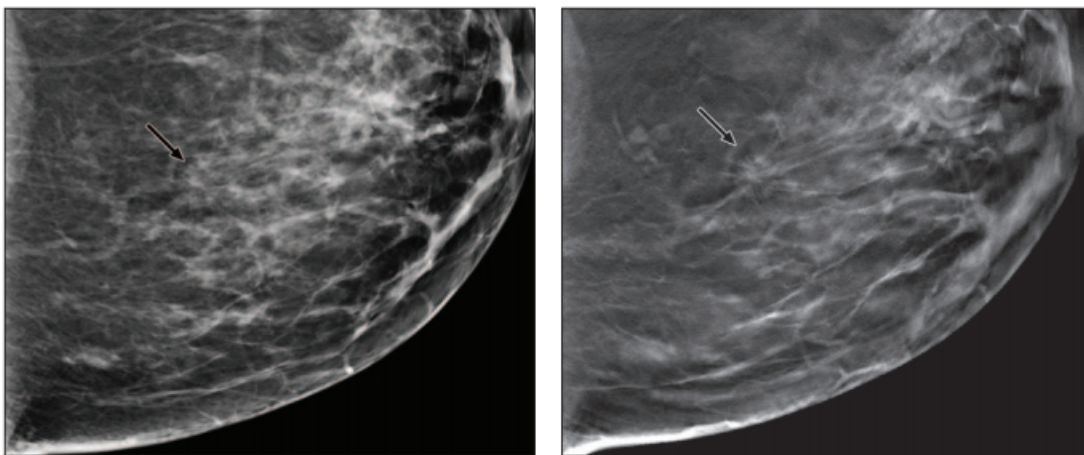
**Figura 1.2:** (1) Geometria com deslizamento paralelo da ampola e do detector. (2) Geometria com movimento em arco da ampola e detector. (3) Geometria de detector estacionário [10].

A detecção da radiação que atravessa os tecidos do paciente e que permite formar uma imagem com base na atenuação diferencial da energia nos tecidos, pode ser feita com recurso a diferentes detectores – dispositivos de carga acoplada, *flat-panels* de silicone amorfo, detectores de fósforo ou detectores de selénio amorfo (figura 1.3). Este último tem uma elevada eficiência quântica (95 %), particularmente importante para a conversão da radiação a baixas doses, e estabelece a conversão directa entre radiação ionizante e sinal eléctrico.



**Figura 1.3:** Esquema de detecção da radiação em detector de selênio amorfo [11].

Apesar de apresentar algumas desvantagens, como o aumento da duração do exame de diagnóstico e a introdução de artefactos devido à rotação do dispositivo, vários estudos apontam para uma redução da taxa de *recalls* (solicitação de novos exames), consequência da diminuição de falsos positivos [12][13]. De acordo com um estudo de *Rose et al.* [14], as imagens de tomossíntese apresentam melhor detalhe relativamente às imagens de mamografia, justamente porque as últimas apresentam elevada sobreposição de tecidos (figura 1.4). É ainda necessária uma menor compressão da mama, uma vez que esta apenas é necessária para evitar artefactos de movimento, enquanto que em mamografia esta sobreposição deve ser feita com vista à diminuição da sobreposição de tecidos.



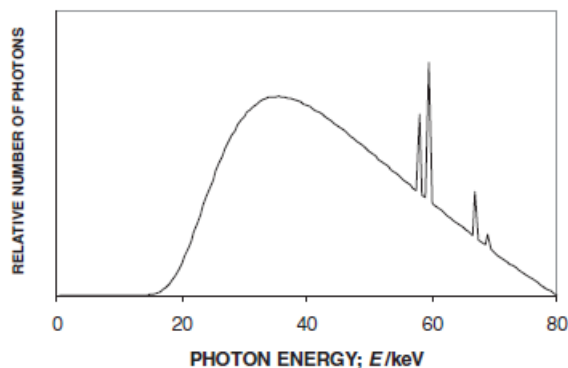
**Figura 1.4:** Comparação entre projecção CC de mamografia (esquerda) com a mesma projecção em tomossíntese (direita) numa paciente de 42 anos com um carcinoma invasivo ductal de 10 mm. A imagem de tomossíntese apresenta uma definição muito superior da massa tumoral e respectivas margens [14].



## 1.2 Produção de raios-X

À semelhança das demais técnicas radiológicas, a tomossíntese utiliza radiação ionizante como fonte primária para a obtenção de imagens anatómicas. Concretamente, na mamografia e tomossíntese são utilizados raios-X, cuja produção é realizada no interior de uma ampola. Na ampola é estabelecida uma diferença de potencial que acelera os electrões gerados a partir de um cátodo aquecido – tipicamente composto por tungsténio - até um alvo designado de ânodo, cuja composição pode variar. A tensão utilizada em tomossíntese encontra-se entre os 25 kV e os 40 kV [5]. Os raios-X correspondem a fotões produzidos como consequência da interacção dos electrões ao colidir no ânodo através de dois processos (Figura 1.5):

- Radiação de travagem - traduz-se num espectro contínuo de energias cujo máximo corresponde à energia máxima dos electrões acelerados.
- Radiação característica - corresponde às riscas do espectro de emissão características do material que compõe o ânodo.



**Figura 1.5:** Espectro de fotões produzido num ânodo de tungsténio [5].

## 1.3 Interacção dos fotões com a matéria

Os tubos de raios-X utilizados em diagnóstico têm a capacidade de gerar fotões numa gama de energias que abrange tipicamente entre 100 eV a 150 keV. Ao interagir com a matéria, o fotão incidente poderá transferir integral ou parcialmente a sua energia para o meio, ou ainda ser simplesmente disperso sem que ocorra transferência de energia. Os fotões transferem a sua energia de modo abrupto, comportamento esse que é marcadamente diferente do que ocorre nas partículas carregadas, uma vez que estas perdem gradualmente a sua energia para o

meio através de diversas interacções com vários átomos. Na gama de energias considerada em Radiologia, as interacções predominantes dão-se com os átomos através da Dispersão de Rayleigh, efeito fotoeléctrico e efeito de Compton [20].

### 1.3.1 Coeficiente de atenuação

A interacção dos fotões num dado material é um processo estatístico que depende de  $\mu$  a probabilidade do fotão interagir por unidade de distância percorrida. Este coeficiente de probabilidade designa-se de coeficiente linear de atenuação, tem unidades de  $\text{cm}^{-1}$  e depende do tipo e densidade do material, bem como da energia do feixe de fotões. Para um feixe de fotões monocromático e colimado, que incida perpendicularmente sob a superfície de um material, a quantidade  $N(x)$  de fotões que alcança uma profundidade  $x$  ao atravessar o material é dada por

$$N(x) = N_0 e^{(-\mu x)} \quad (1.1)$$

onde  $N_0$  é a quantidade inicial de fotões incidentes. O coeficiente linear de atenuação pode ainda ser entendido como a distância média percorrida por um fotão até interagir, assumindo a designação de percurso médio livre. Geralmente  $\mu$  é dividido pela densidade do material atravessado por forma a obter o coeficiente linear de atenuação mássico, expresso em  $\text{cm}^2 \text{g}^{-1}$ , traduzindo-se na probabilidade de interacção por  $\text{g cm}^{-2}$  de material atravessado. Este coeficiente é útil pois é independente da densidade do material atravessado.

A relação entre o coeficiente linear de atenuação  $\mu$  e a secção eficaz total relativa a todas as interacções  $\sigma$  é dada por

$$\mu = N\sigma \quad (1.2)$$

onde a densidade atómica  $N$  em  $(\text{cm}^{-3})$  é igual a  $N_A(\rho/A)$ , sendo  $\rho$  a densidade do material em  $\text{g cm}^{-3}$ ,  $A$  o peso atómico (g) e  $N_A$  o número de Avogadro. Temos então que

$$\mu = \frac{N_A \sigma \rho}{A} \quad (1.3)$$

O coeficiente linear de atenuação inclui as contribuições individuais dos vários efeitos físicos

que podem remover um fóton do feixe. Assim,

$$\mu = \mu_{Fotoelectrico} + \mu_{Compton} + \mu_{Rayleigh} + \mu_{Producaodepares} \quad (1.4)$$

Geralmente o coeficiente linear de atenuação de Rayleigh é negligenciado dado que a sua importância só é relevante para energias muito baixas, inferiores a 10 keV. Do mesmo modo, em radiologia a gama de energias usadas está abaixo do limiar de produção de pares, pelo que este efeito também é negligenciável [20].

### 1.3.2 Coeficiente de transferência e coeficiente de absorção

O coeficiente de transferência diz respeito à fracção de energia que é transferida para os átomos na interacção do feixe de fótons com a matéria. No caso do fóton interagir por efeito fotoeléctrico, apenas é contabilizada a fracção de energia que é transferida para o fotoeléctron ejectado e possíveis electrões de Auger. Assim, o coeficiente de transferência para o efeito fotoeléctrico é dado por

$$\mu_{trFotoelectrico} = \mu_{fotoelectrico} \left(1 - \frac{\delta}{h\nu}\right) \quad (1.5)$$

onde  $\delta$  é a energia média correspondente à radiação de fluorescência que pode ocorrer após ejeção do fotoeléctron. No efeito de Compton, é contabilizada apenas a transferência de energia para o electrão. Deste modo, o coeficiente de transferência é dado por

$$\mu_{trCompton} = \mu_{Compton} \left(\frac{T_{media}}{h\nu}\right) \quad (1.6)$$

onde  $T_{media}/h\nu$  corresponde à fracção de energia média transferida ao electrão de Compton. Finalmente, o coeficiente de transferência total corresponde à soma das três parcelas

$$\mu_{tr} = \mu_{trFotoelectrico} + \mu_{trCompton} + \mu_{trRayleigh} \quad (1.7)$$

Este coeficiente reflecte a energia cinética que é transferida para os electrões de forma directa e indirecta (electrões de Auger). À excepção da radiação produzida por bremsstrahlung, a energia absorvida pelo material é igual à energia transferida pelos fótons na vizinhança da

interacção. Consequentemente é definido o coeficiente de absorção de energia como sendo a energia cinética inicialmente transferida para os electrões do meio, menos uma fracção  $g$  de energia que é perdida por radiação de bremsstrahlung:

$$\mu_{abs} = \mu_{tr}(1 - g) \quad (1.8)$$

o factor  $g$  aumenta com o número atómico do material atravessado e com a energia do feixe, sendo no entanto desprezável (menor que 0.001) para fótons com energias abaixo de 100 keV em ar [6].

# 2

## Dosimetria: Princípios Físicos

A *International Commission on Radiation Units & Measurements* (ICRU) surgiu em 1925 a partir do Primeiro Congresso em Radiologia com a missão de promover um sistema radiológico de quantidades e unidades, coerente de forma transversal a todas as áreas onde a radiação é utilizada. Paralelamente o seu objectivo passa também por implementar um conjunto de recomendações na realização de medidas radiológicas, que permita a partilha e reprodutibilidade de resultados em todo o mundo. As grandezas especificadas de seguida vão de encontro às recomendações estabelecidas por esta organização [15].

### 2.1 Fluência e fluência energética

A fluência é uma grandeza não estocástica que corresponde ao número  $dN$  de partículas que atravessa a superfície de uma esfera com área de secção recta do seu círculo máximo  $da$  [16]. É, portanto, uma medida do campo de radiação e pode ser aplicada para qualquer tipo de radiação (individualmente), bem como para qualquer direcção das partículas:

$$\phi = \frac{dN}{da}(m^{-2}) \quad (2.1)$$

Na prática, tem interesse definir a taxa de fluência, que consiste na fluência por unidade de tempo:

$$\dot{\phi} = \frac{dN}{dadt}(m^{-2}s^{-1}) \quad (2.2)$$

Se multiplicarmos a fluência pela energia das partículas, para um feixe monocromático vem que a fluência energética é dada por:

$$\Psi = \frac{dR}{da}(Jm^{-2}) \quad (2.3)$$

onde  $dR$  é a energia radiante do feixe, correspondendo à energia cinética das partículas que entram na esfera de secção  $da$ , excluindo a energia associada à sua massa. De forma análoga também podemos definir a taxa de fluência energética [47]:

$$\dot{\Psi} = \frac{dR}{dadt}(Jm^{-2}s^{-1}) \quad (2.4)$$

## 2.2 Kerma

A transferência de energia das partículas neutras para as partículas carregadas num determinado meio é designada de kerma (*Kinetic Energy Released in Material*), e é definida como o quociente entre  $dE_{tr}$  e  $dm$ , onde  $dE_{tr}$  corresponde à energia inicial das partículas carregadas libertadas pelo feixe incidente de partículas neutras numa massa  $dm$  de material:

$$K = \frac{dE_{tr}}{dm}(Jkg^{-1}) \quad (2.5)$$

De modo análogo à taxa de fluência, é também conveniente definir uma taxa de Kerma , dada por:

$$\dot{K} = \frac{dK}{dt}(Jkg^{-1}s^{-1}) \quad (2.6)$$

À unidade de kerma no sistema internacional (J/kg) é dado o nome de gray (Gy).

## 2.3 Dose

A dose absorvida é uma grandeza não estocástica expressa na mesma unidade (gray) que a grandeza kerma, tendo contudo maior relevância a nível biológico. Enquanto o kerma se refere à transferência de energia das partículas neutras para os electrões do meio, a dose dá conta da deposição de energia das partículas carregadas (primárias ou secundárias) no meio material. Deste modo, a dose é dada pelo quociente:

$$D = \frac{dE_{ab}}{dm} (Jkg^{-1}) \quad (2.7)$$

onde  $dE_{ab}$  é uma energia média definida como:

$$dE_{ab} = R_{in} - R_{out} + \sum Q \quad (2.8)$$

sendo  $R_{in}$  a energia radiante de partículas neutras ou carregadas que entra num dado volume,  $R_{out}$  a energia radiante de partículas neutras ou carregadas que sai do volume, e  $\sum Q$  o somatório das conversões da massa das partículas elementares em energia radiante, dentro do volume [47].

É também possível definir uma taxa de dose, estabelecendo o quociente:

$$\dot{D} = \frac{dD}{dt} (Gy.s^{-1}) \quad (2.9)$$

## 2.4 Espessura semi-redutora

A espessura semi-redutora (*Half Value Layer - HVL*) constitui uma quantidade muito utilizada para caracterizar a qualidade de um feixe de radiação. Na prática clínica nem sempre é viável a obtenção do espectro da fonte, pelo que o HVL é um dos parâmetros usados para descrever a qualidade do feixe, o qual pode ser medido até nos feixes de radiação mais intensos utilizados clinicamente. A espessura semi-redutora corresponde à espessura de material - geralmente alumínio ou cobre - necessária para reduzir a metade o valor original do kerma em ar medido a determinada distância da fonte de radiação, em condições de feixe colimado. O HVL é uma quantidade integral sensível à composição e espessura do material atravessado,

espectro do feixe, entre outros factores, o que faz dele um bom parâmetro para aferir acerca da qualidade da fonte. Para feixes policromáticos a atenuação do feixe não é exponencial, dado que por adição de mais filtração ao feixe as baixas energias são mais atenuadas, aumentando a sua energia média - Endurecimento do feixe. Este comportamento determina que a espessura necessária para reduzir o feixe a um quarto da sua espessura inicial -  $2^{\text{o}}$  HVL - é superior ao primeiro HVL[17].



# 3

## Classificação e caracterização de dosímetros

A dose administrada em exames radiológicos, com excepção da radiologia de intervenção, é pequena quando comparada com outras especialidades onde a radiação ionizante é utilizada, como a radioterapia. No entanto, a radiologia constitui a técnica maioritariamente responsável pela exposição da população a este tipo de radiação, o que suscita a necessidade de uma adequada monitorização da dose depositada nestes exames. As ampolas de produção de raios-X geram fotões a partir de tensões de tubo que podem variar entre os 20 kV e os 150 kV. Em particular, nos exames de mamografia são utilizadas tensões entre os 22 kV e os 40 kV. A energia dos fotões gerados a partir destas tensões de tubo potencia o contraste dos tecidos moles, no entanto tem como contrapartida aumentar a dose depositada nos tecidos. Nos exames de tomossíntese são realizadas tipicamente entre 10 a 25 projecções radiográficas [18], justificando a necessidade de uma monitorização apropriada da dose através de dosímetros.

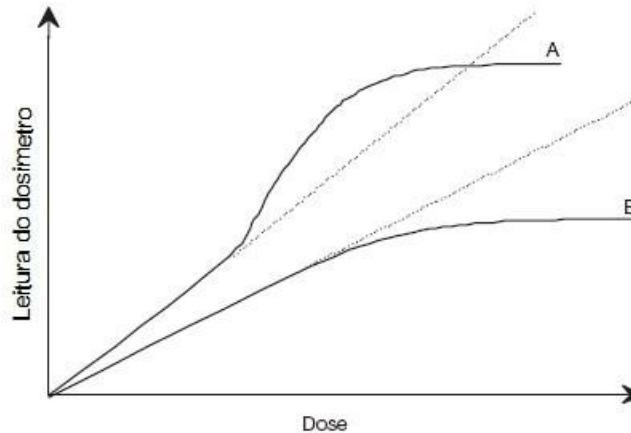
### 3.1 Parâmetros de caracterização

#### 3.1.1 Sensibilidade e Linearidade

A sensibilidade de um dosímetro é dada pela razão entre o valor do sinal produzido pelo dispositivo e o valor da dose recebida. Idealmente, a sensibilidade de um dosímetro é independente da dose e energia do feixe, o que permite realizar a calibração do mesmo. O valor da sensibilidade de um dosímetro depende de vários factores como sejam os processos

físicos que conduzem à formação de sinal e o seu volume físico, apresentando dosímetros mais volumosos maior sensibilidade [19].

A linearidade da resposta do dosímetro corresponde, por definição, à existência de uma relação de linearidade entre o sinal produzido pelo dispositivo e a dose recebida. Na prática, o intervalo de valores de dose para a qual a resposta do dosímetro é linear é limitada, pelo que deve ser sempre especificada por forma a evitar leituras incorrectas de dose (Figura 3.1).



**Figura 3.1:** Resposta de dois dosímetros A e B em função da Dose. Deve ser aplicado um factor de correcção ao dosímetro A dado que apresenta uma resposta não linear antes de atingir a saturação [19].

### 3.1.2 Dependência em energia

A resposta dos dosímetros depende da qualidade do feixe pelo qual são irradiados, isto é, depende da distribuição em energia ou espectro do feixe. Alguns parâmetros recorrentemente utilizados para caracterizar a qualidade do feixe são a medida do 1º e 2º HVL, energia de pico do feixe, filtração total e ainda *voltage ripple*.

### 3.1.3 Resolução espacial

A resolução espacial determina a capacidade de discernir a diferença de dose entre dois pontos próximos no espaço. Nas câmaras de ionização existe um compromisso entre a resolução espacial e a sensibilidade, uma vez que a sensibilidade é tanto maior quanto maior o volume da câmara, contrariamente à resolução espacial. Por sua vez, os plásticos de cintilação,

apresentam uma vantagem a este nível face a outros dispositivos, uma vez que podem assumir dimensões mais reduzidas mantendo uma boa sensibilidade.

## 3.2 Estado da arte

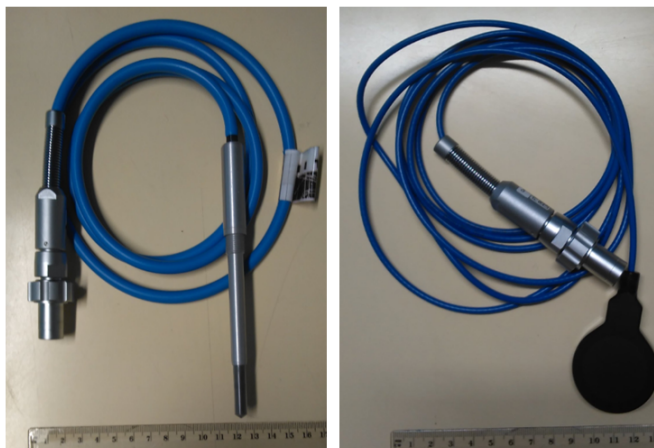
Em radiologia existem diversos tipos de dosímetros que permitem monitorizar a dose de radiação administrada, entre os quais se destacam as câmaras de ionização, os dosímetros de cintilação inorgânicos e orgânicos (onde se inserem os plásticos de cintilação), dosímetros termoluminescentes, filmes dosimétricos, ou ainda dosímetros semicondutores. De realçar que esta não pretende constituir uma lista exaustiva de todos os tipos de dosímetros existentes, sendo que dentro dos processos de luminescência se podem encontrar outros mecanismos cujas características também permitem a sua utilização como detectores de radiação (como seja o exemplo da luminescência opticamente estimulada).

### 3.2.1 Câmara de ionização

As câmaras de ionização funcionam como cavidades onde o meio de detecção é um gás com o qual a radiação ionizante interage, formando pares electrão-ião que são posteriormente colectados por dois eléctrodos. Possuem boa sensibilidade e precisão, adequando-se ainda a um vasto intervalo de energias e tipos de radiação incidente. As câmaras de ionização podem ter várias configurações, de acordo com a posição relativa dos eléctrodos. Podem então apresentar um formato esférico, uma disposição em pratos paralelos, ou ainda apresentar uma configuração cilíndrica (Figura 3.2). A sensibilidade destes dispositivos é fortemente dependente do seu volume de detecção, pelo que volumes superiores apresentam uma maior região de interacção das partículas e consequentemente, induzem a produção de um sinal superior por via de uma maior colecção de cargas [16].

No volume sensível da câmara pode ocorrer ionização directa, protagonizada por partículas carregadas que ionizam os átomos do gás, ou indirectamente, quando partículas neutras do feixe primário colocam em movimento electrões no interior da câmara que por sua vez ionizam átomos do gás.

Convencionalmente a leitura das câmaras é feita em regime DC, estabelecendo-se uma diferença de potencial entre os dois eléctrodos. Deste modo, os pares electrão-ião formados irão



**Figura 3.2:** Câmara de ionização Farmer - exemplo de configuração cilíndrica (esquerda); Câmara de ionização *Mammo* - configuração em pratos paralelos (direita).

deslocar-se para os eléctrodos, produzindo uma corrente proporcional à taxa de energia depositada no volume da câmara. A utilização de tensões elevadas permite evitar a recombinação de cargas no interior da cavidade, sendo que o número  $n$  de pares ião-electrão colectados é dado pelo quociente entre a energia  $E$  depositada e a energia média  $W$  necessária para formar um par no gás da câmara (33,8 eV em ar):

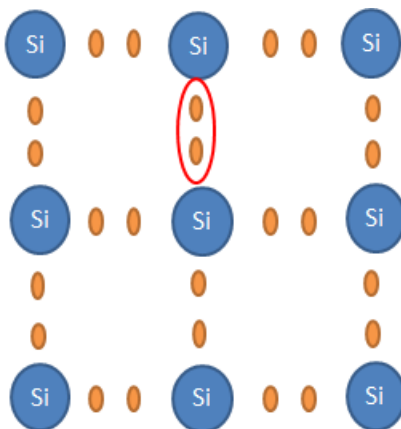
$$n = \frac{E}{W} \quad (3.1)$$

As câmaras Farmer possuem um formato cilíndrico com um eléctrodo central e uma superfície interior condutora, cuja parede se encontra revestida externamente por um material isolante. Possuem ainda um eléctrodo de guarda para minimizar as correntes de fuga. A sua cavidade é preenchida por gás e tem um volume que varia entre 0,1 e 1 cm<sup>3</sup> (a câmara utilizada no projecto tem um volume de 0,6 cm<sup>3</sup>). O material que compõe a parede é equivalente a tecido/água, e tem uma densidade de aproximadamente 0,1 g/cm<sup>2</sup>.

### 3.2.2 Dosímetros semicondutores

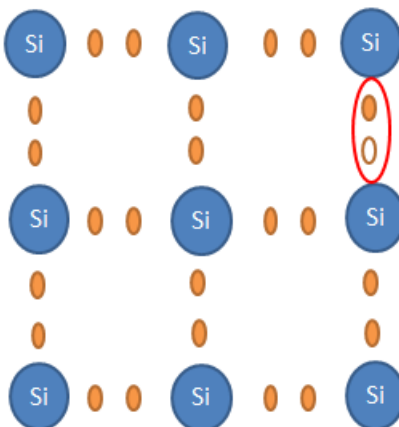
Baseiam-se na utilização das junções n-p, o que lhes permite ter sensibilidades até 18000 vezes superiores a câmaras de ionização com o mesmo volume. Permitem uma boa reprodutibilidade dos resultados e ausência de polarização externa. No entanto, apresentam dependência ao nível da temperatura, taxa de dose, energia e ângulo de incidência da radiação.

Os materiais sólidos podem ser electricamente caracterizados como isoladores, semicondutores ou condutores. Esta classificação está directamente relacionada com a mobilidade de cargas eléctricas em resposta a uma diferença de potencial aplicada ao material. Por sua vez, a mobilidade das cargas depende da diferença de energia entre a banda de valência e a banda de condução do material. Nos semicondutores, esta diferença de energia encontra-se geralmente entre 0 e 5 eV, sendo que materiais sem diferença de energia entre as duas zonas energéticas são classificados de condutores, e acima de 5 eV são considerados isoladores. Os semicondutores utilizados na detecção da radiação, designados fotodíodos, são geralmente formados por silício (Si) ou germânio (Ge). Ambos possuem quatro electrões de valência, pelo que formam estruturas cristalinas tetraédricas (figura 3.3), semelhantes ao diamante [22].



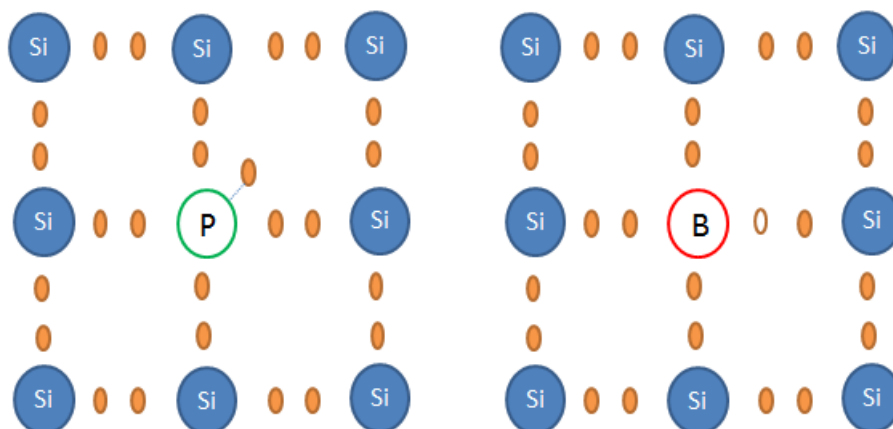
**Figura 3.3:** Representação planar da estrutura cristalina tetraédrica do silício. A ligação covalente entre dois electrões encontra-se destacada a vermelho.

Por agitação térmica, os electrões da banda valência podem adquirir energia suficiente e transitar para a banda de condução, deixando uma lacuna na ligação covalente (figura 3.4). O número de electrões na banda de condução será portanto igual ao número de lacunas na banda de valência, o que faz com que o silício seja um semiconductor intrínseco.



**Figura 3.4:** Lacuna deixada por electrão transiente para a banda de condução.

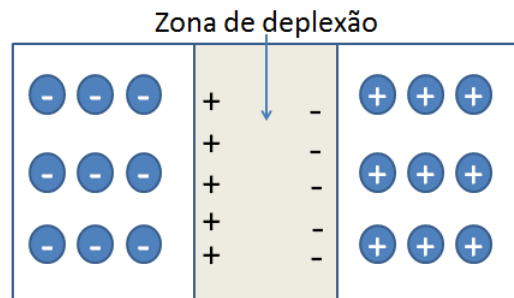
Para temperaturas mais elevadas é maior o número de electrões a transitar para a banda de condução, favorecendo a mobilidade de cargas. No entanto, de modo a aumentar a condutividade eléctrica, os semicondutores são dopados com elementos de grupos periódicos adjacentes, como é o caso do fósforo. O fósforo tem mais um electrão na banda de valência, pelo que ao estabelecer ligações covalentes com os átomos do silício, um dos seus electrões fica desemparelhado, podendo mais facilmente transitar para a banda de condução. Obtém-se assim um semiconductor do tipo n. Inversamente, pode dopar-se o silício com um elemento do grupo periódico anterior, como o Boro, surgindo uma lacuna resultante da insaturação da ligação covalente com os quatro átomos de silício (figura 3.5).



**Figura 3.5:** Esquema da substituição de um átomo de silício por um átomo de fósforo (esquerda) e por um átomo de boro (direita).

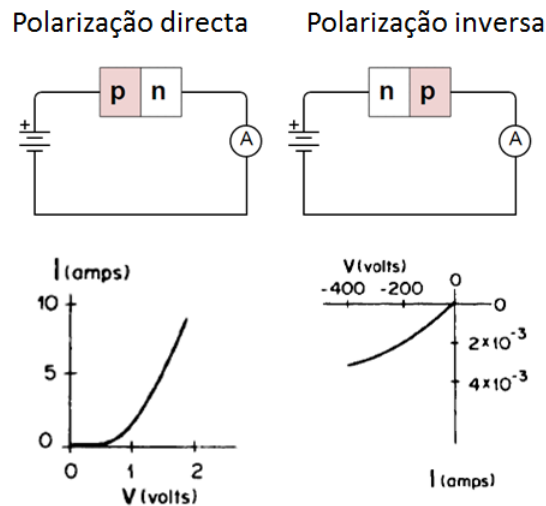
Nos fotodíodos, é feita a junção de um semiconductor do tipo p com um semiconductor do tipo

n. Ao unir os materiais, o excesso de electrões no tipo n migra para o tipo p, preenchendo as lacunas existentes. Esta difusão de electrões e buracos a favor do gradiente de concentração dá origem a uma diferença de potencial no sentido inverso. É então estabelecida uma zona de deplexão (figura 3.6) caracterizada por uma ausência de transportadores de carga e uma diferença de potencial que depende da diferença entre impurezas p e n, e na qual um transportador de carga tem de vencer o campo eléctrico estabelecido para atravessar a junção.



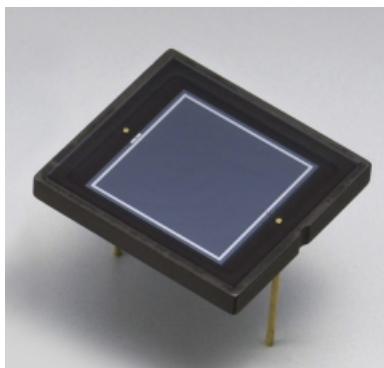
**Figura 3.6:** Formação da zona de deplexão numa junção np.

Se recorrendo a uma fonte de tensão externa a junção np for polarizada directamente, conectando o polo positivo à zona p e o polo negativo à zona n, o campo eléctrico da zona de deplexão é excedido e o fluxo de cargas pode ocorrer. No entanto, se polarizada inversamente, isto é, conectando o polo negativo à zona p e o polo positivo à zona n, a zona de deplexão aumenta, não havendo passagem de corrente. Este comportamento dicotómico é designado de rectificador (figura 3.7).



**Figura 3.7:** Efeito da polarização directa e inversa na condutividade do semiconductor.

Os fotodíodos são em última análise junções np (que podem ou não ser polarizadas inversamente). Quando os fótons incidem na zona de depleção do fotodíodo, que constitui o seu volume activo, são criados pares electrão-buraco que se separam e deslocam imediatamente de acordo com a diferença de potencial, movimento ao qual está associada uma corrente eléctrica. O número de pares criados é, portanto, proporcional à energia absorvida no volume activo e por isso, proporcional à dose. Uma grande vantagem face às câmaras de ionização é o seu baixo valor da energia média  $W$ , isto é, da energia necessária para formar um par electrão-buraco, que corresponde a 3,6 eV no silício e 3,0 eV no germânio. Tendo em conta que no ar a energia necessária para formar um par é de aproximadamente 30 eV, os semicondutores apresentam uma resolução energética bastante superior [20].



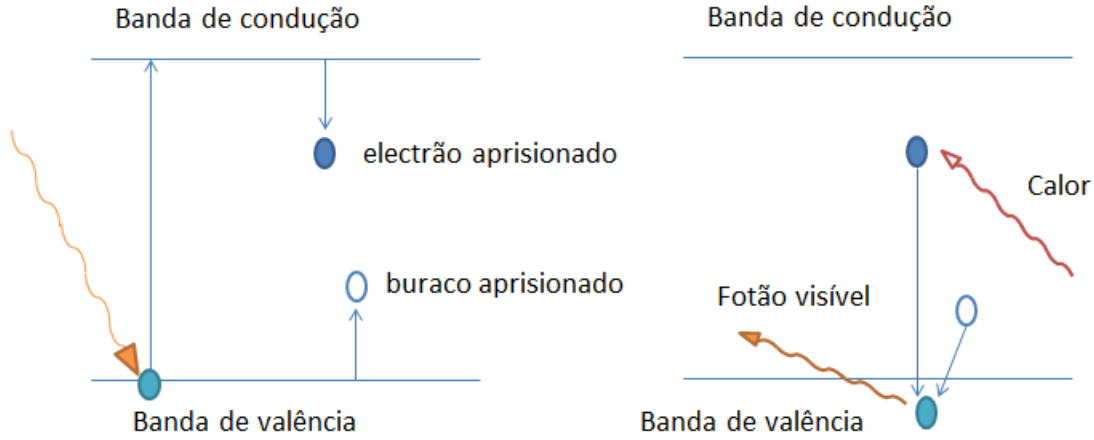
**Figura 3.8:** Fotodíodo S1337 da Hamamatsu [58].

### 3.2.3 Dosímetros termoluminescentes

Determinados cristais inorgânicos podem ser classificados como termoluminescentes. Quando a radiação ionizante interage com estes cristais, são criados pares electrão-buraco que abandonam a banda de valência. Os electrões transitam então para a banda de condução, contudo, devido à existência de um grande número de armadilhas entre as bandas de valência e condução, os electrões ficam rapidamente aprisionados. De forma recíproca, os buracos criados por absorção de radiação transitam para armadilhas semelhantes. Uma vez que à temperatura ambiente a probabilidade de abandonar a armadilha é muito pequena, quer os electrões quer os buracos são mantidos aprisionados, sendo que a criação de novos pares electrão-buraco induz um consequente aumento de partículas aprisionadas, funcionando como integrador da radiação recebida. Posteriormente, por aumento da temperatura, os electrões são libertados recombina-se com os buracos ainda aprisionados (ou vice-versa) emitindo um fóton na gama de energias do visível ( $\approx 3$  ou 4 eV), o que permite relacionar o número de fótons



lidos num fotodetector com o número de pares criados. Por conseguinte, sabendo a energia necessária para formar um par, é possível relacionar a luz emitida pelo cristal com a dose absorvida [22]. A figura 3.9 ilustra estes processos [22].



**Figura 3.9:** A-Processo de aprisionamento do par electrão-buraco por absorção de radiação ionizante. B- Emissão de luz por acção térmica - um mecanismo possível de recombinação.

### 3.2.4 Filmes dosimétricos

O princípio de funcionamento destes dosímetros baseia-se na alteração das suas propriedades ópticas por acção da radiação ionizante. Niepce observou pela primeira vez uma variação radiocrómica em 1826 e a investigação que posteriormente se desenvolveu levou a que hoje em dia estes dosímetros sejam utilizados em áreas como a medicina e a indústria. No caso dos filmes transparentes, atravessados por um feixe de luz do sistema de leitura, podemos definir a grandeza densidade óptica  $D_0$  como:

$$DO = \log_{10} \left[ \frac{I_0}{I} \right] \quad (3.2)$$

onde  $I_0$  é a intensidade transmitida do feixe de luz do sistema de leitura antes da irradiação do filme com radiação ionizante e  $I$  a intensidade do feixe transmitido após irradiação do filme. Em geral pode estabelecer-se uma relação (não necessariamente de proporcionalidade) entre a dose de radiação a que o filme foi submetido e a densidade óptica.

Os filmes dosimétricos dividem-se em filmes fotográficos e filmes radiocrómicos. Os filmes fotográficos são formados por uma camada activa composta por uma emulsão com grãos de halogenetos de prata em suspensão, tipicamente AgBr. A acção da radiação sobre estes filmes

induz a deposição da prata, deposição que é tanto maior quanto maior a dose absorvida. Assim, zonas mais opacas correspondem a zonas com maior deposição de prata, e maior densidade óptica.

Os filmes radiocrómicos mais utilizados são os GafchCromic; cujas propriedades variam consoante a aplicação a que se destinam. São genericamente compostos por uma camada activa constituída por microcristais de monómeros radiosensíveis (diacetileno), que por absorção da radiação polimerizam e dão origem a cadeias planas de carbono, assumindo determinada cor. Inicialmente, antes da exposição a radiação, os filmes podem ser transparentes e incolores ou opacos e coloridos, com composição semelhante aos tecidos. Após irradiação, os filmes podem ser lidos por densitómetros (avaliam a densidade óptica), *scanners* de cor ou espectrómetros [32]. A figura 3.10 ilustra a acção da radiação em dois filmes radiocrómicos GafchCromic:



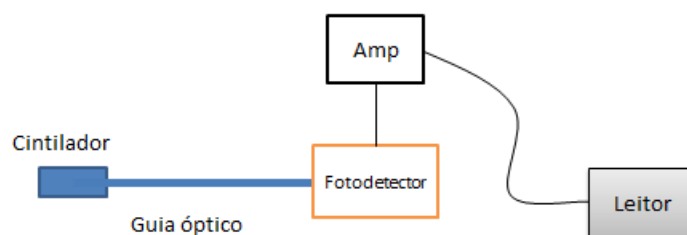
**Figura 3.10:** Acção da radiação ionizante em dois filmes radiocrómicos. O filme A foi irradiado com 36 mGy e o filme B com 2,5 mGy.

### 3.2.5 Dosímetro de cintilador de plástico

A crescente utilização deste tipo de dosímetros em radioterapia está também na origem do estudo da sua aplicação para as baixas energias, características da radiologia. Simultaneamente, o facto das câmaras de ionização não possuírem tão boa sensibilidade a baixas taxas de dose [25], torna necessário o estudo de uma alternativa eficaz. Sob este ponto de vista, os dosímetros de cintilador de plástico (PSD - *Plastic Scintillator Dosimeters*) apresentam-se como uma alternativa interessante, uma vez que apresentam uma composição mais próxima de meios dosimétricos como a água do que, por exemplo, os cintiladores inorgânicos. Ao contrário dos dosímetros de fotodíodo, os plásticos de cintilação não estão restringidos a um ângulo particular de incidência da radiação, podendo fazer medições em diferentes disposições. A sua boa resolução espacial permite a realização de medidas de dose à superfície, bem

como a aquisição de perfis de dose em profundidade no interior de fantasmas CT [26] [27]. Adicionalmente, nas energias utilizadas em radiologia não se verificam efeitos característicos das energias usadas em terapia, como o efeito de Cherenkov, não havendo por isso esta fonte de ruído [28]. Os cintiladores exibem no entanto algumas propriedades menos desejáveis. Em particular, num regime de energias abaixo de 150 keV, o facto de o número atómico eficaz do plástico ser inferior ao da água leva a uma perda de sensibilidade [25]. Por outro lado, há um aumento do LET de electrões secundários, o que por sua vez faz aumentar as perdas de energia por processos de *quenching* [29].

Os dosímetros de cintilador de plástico são constituídos por três componentes distintos: um cintilador de plástico onde a radiação ionizante é convertida em luz visível, um guia óptico que conduz a luz de cintilação formada no plástico, e um fotodetector que recebe a luz proveniente do guia óptico e a converte em sinal eléctrico. Na figura 3.11 encontra-se um esquema representativo dos componentes de um dosímetro de cintilação.



**Figura 3.11:** Componentes principais de um dosímetro de cintilação.

O fotodetector escolhido também influencia a qualidade do dosímetro. Uma boa adequação entre a banda de emissão de radiação do cintilador e a banda de sensibilidade do fotodetector constitui um parâmetro importante na resposta geral do dosímetro. São maioritariamente usados tubos fotomultiplicadores para realizar a conversão entre o sinal luminoso e o sinal eléctrico que é posteriormente lido. Estes dispositivos têm uma grande capacidade de amplificação do sinal luminoso, conferindo ao dosímetro boa sensibilidade. Por outro lado, necessitam de ser alimentados por uma fonte de alta tensão, o que resulta na presença de uma elevada corrente negra. Muito embora não possuam níveis tão elevados de sensibilidade, o uso de fotodíodos como dispositivo fotosensível para conversão do sinal luminoso tem sido apontado como uma alternativa promissora ao fotomultiplicador. Os fotodíodos não necessitam de alta tensão para o seu funcionamento, o que lhes confere portabilidade

[30]. Adicionalmente, os fotodíodos apresentam uma banda sensível superior aos fotomultiplicadores [28].

### Processo de Cintilação

A interação da radiação ionizante com determinados materiais, provoca a excitação dos seus átomos para estados metastáveis, que por processos de desexcitação induzem a emissão de fótons na região electromagnética do visível. Estes mecanismos de desexcitação e subsequente emissão de luz são designados de fluorescência e fosforescência, e os materiais que exibem estas propriedades são designados de cintiladores. A fluorescência corresponde a uma desexcitação e respectiva emissão de luz quase imediata do átomo, muito embora possa ocorrer um processo de fluorescência atrasada, cujo tempo de desexcitação é superior. Por outro lado, a fosforescência diz respeito a um mecanismo de desexcitação diferente, caracterizado por um tempo de desexcitação mais elevado, e que resulta na emissão de fótons com comprimento de onda superior aos de fluorescência [22].

Idealmente os cintiladores devem apresentar propriedades como:

- Alta eficiência na conversão da energia cinética das partículas carregadas em luz visível;
- A luz emitida deve ser proporcional à energia depositada para um grande intervalo de energias;
- O cintilador deve ser transparente à luz que o próprio emite;
- O tempo de decaimento dos estados excitados deve ser muito curto para permitir leitura rápida de pulsos eléctricos;
- um bom cintilador deve ainda maximizar a conversão de energia em processos de fluorescência imediata, minimizando as emissões por fosforescência ou fluorescência atrasada.

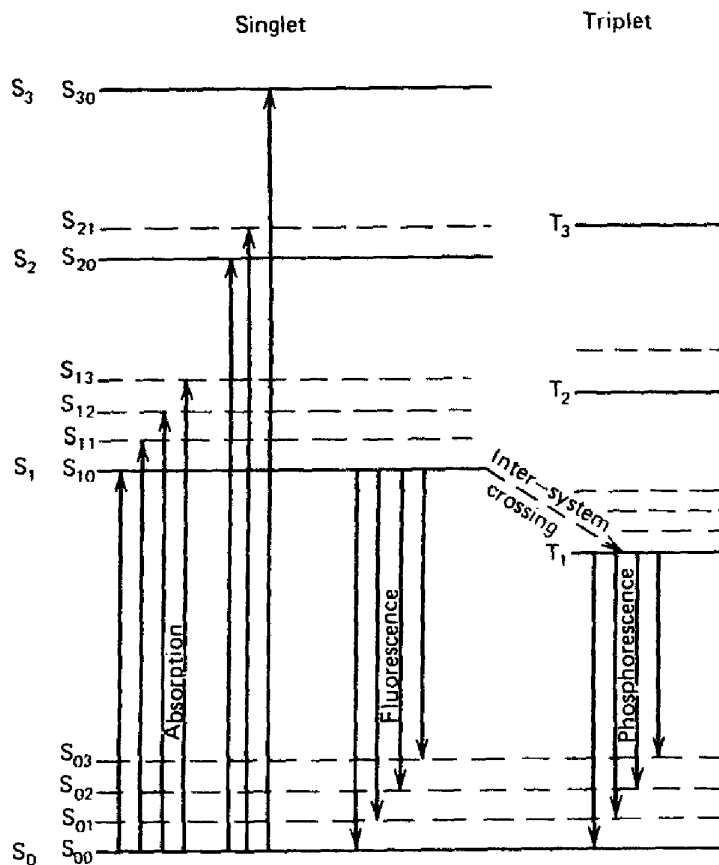
Os materiais utilizados como cintiladores podem ser de natureza orgânica ou inorgânica, apresentando diferenças ao nível quer da eficiência, quer da resolução temporal. Os cristais inorgânicos tendem a apresentar níveis superiores de rendimento luminoso e linearidade, por oposição aos materiais orgânicos. Contudo, os materiais orgânicos apresentam um tempo de decaimento mais curto, o que possibilita melhor resolução temporal, especialmente em estudos em que se procura boa discriminação de pulsos.

Os plásticos de cintilação enquadram-se no grupo de materiais orgânicos comumente utilizados com fins dosimétricos. Nestes materiais a produção de luz resulta da estrutura energética das moléculas individuais que o compõem e não da sua estrutura cristalina, pelo que podemos encontrar cintiladores orgânicos independentemente do seu estado físico.

Estas moléculas orgânicas apresentam uma configuração conhecida como estrutura electrónica- $\pi$ . Por absorção de energia proveniente de fótons, os electrões da molécula são excitados do estado fundamental para estados singleto. Apesar de poderem assumir um de vários estados singleto, quase a totalidade dos electrões acaba por rapidamente (picosegundos) convergir para o mesmo estado singleto por processos de desexcitação sem emissão radiativa. A partir deste estado singleto comum os electrões acabam por regressar ao estado fundamental emitindo luz de fluorescência, no espaço de nanossegundos. Por um processo designado de cruzamento intersistémico, alguns electrões de estados singleto podem desexcitar para estados tripleto, onde podem permanecer até alguns milissegundos antes de regressar ao estado fundamental. Os electrões que regressam ao estado fundamental a partir de um estado triplete emitem fótons com maior comprimento de onda, e constituem a fracção de emissão por fosforescência. Por vezes, através de excitação térmica, electrões num estado triplete podem regressar a um estado singleto e daí retornar ao estado fundamental, constituindo uma fluorescência atrasada. A figura 3.12 ilustra estes processos.

O facto da excitação dos electrões poder ser feita para um grande número de estados, contrariamente à desexcitação radiativa, que é maioritariamente feita a partir do mesmo estado singlet (S10 na figura 3.12), faz com que se verifique um desfasamento entre o espectro de absorção e de emissão do cintilador, o que o torna transparente à radiação que emite. Por outro lado, a eficiência de um cintilador é dada pelo quociente entre a energia emitida como radiação visível e a energia absorvida. Uma vez que parte da energia absorvida é perdida por processos térmicos que não incluem a emissão de luz, a eficiência do detector nunca é unitária. Estes processos de desexcitação que não englobam a emissão de luz visível são designados de *quenching effects* e contribuem para a perda de qualidade do dosímetro.

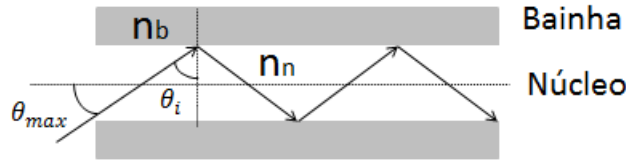
As moléculas orgânicas com as propriedades de cintilação acima descritas podem ser dissolvidas num solvente e subsequentemente polimerizadas, formando soluções sólidas – os plásticos de cintilação. Neste trabalho são estudados três plásticos de cintilação compostos por diferentes solventes: polimetilmetacrilato (PMMA), poliestireno e poliviniltolueno (PVT).



**Figura 3.12:** Processos de fluorescência e fosforescência num cintilador orgânico [22].

## Guia óptico

A condução do sinal luminoso resultante da cintilação até ao fotodetector é conseguida por intermédio de fibras ópticas. O funcionamento das fibras ópticas tem por base o fenómeno da reflexão total da luz, o qual permite que a luz incidente numa extremidade da fibra se propague por via de sucessivas reflexões até à extremidade oposta. Uma fibra óptica é composta por dois cilindros concêntricos, em que o mais interno, designado de núcleo, possui um índice de refração  $n_1$  superior ao externo  $n_2$ , designado de bainha. Os raios de luz propagam-se no núcleo através de sucessivas reflexões na interface com a bainha, sem que ocorra refração (figura 3.13), caso o seu ângulo de incidência seja superior a um determinado ângulo crítico [23].



**Figura 3.13:** Esquema de corte longitudinal de uma fibra óptica.

A Lei de Snell que permite determinar o ângulo crítico a partir do qual se verifica a reflexão total da luz, é dada por

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{\sin \theta_i}{\sin \theta_r} \quad (3.3)$$

onde  $\theta_i$  é o ângulo de incidência e  $\theta_r$  o ângulo de refração. O ângulo crítico  $\theta_c$  corresponde, portanto, ao ângulo de incidência para o qual o ângulo de refração é de  $90^\circ$ , pelo que

$$\theta_c = \arcsen\left(\frac{n_b}{n_n}\right) \quad (3.4)$$

onde  $n_b$  é o índice de refração da bainha e  $n_n$  o índice de refração do núcleo. De notar que tanto o ângulo de incidência como o de refração são medidos em relação à normal à superfície do dióptro. Assim, o ângulo de aceitação dos raios à entrada da fibra, que é medido em relação ao eixo óptico, terá um valor máximo  $\theta_{max}$ , dado que raios que incidam com ângulos superiores a  $\theta_{max}$  irão posteriormente incidir na interface entre o núcleo e a bainha com um ângulo inferior ao ângulo crítico, havendo refração. Este ângulo de aceitação corresponde a metade do cone de aceitação da fibra, dentro do qual a propagação dos raios incidentes se faz sem perdas. Considerando um raio que incide na face da fibra, proveniente de um meio com índice de refração  $n_i$ , pode determinar-se o valor de  $\theta_{max}$  a partir das seguintes relações:

$$n_i \sin \theta_{max} = n_n \sin \theta_t = n_n \sin(90^\circ - \theta_c) \quad (3.5)$$

pelo que

$$n_i \sin \theta_{max} = n_n \cos \theta_c = (1 - \sin^2 \theta_c)^{1/2} \quad (3.6)$$

como pela lei de Snell

$$\sin(\theta_c) = \frac{n_b}{n_n} \quad (3.7)$$

temos que

$$n_i \sin \theta_{max} = n_n \left( 1 - \frac{n_b^2}{n_n^2} \right)^{1/2} \quad (3.8)$$

O conceito de abertura numérica NA traduz-se na quantidade de luz que pode ser captada por um sistema óptico e é definido como

$$NA = n_i \sin \theta_{max} \quad (3.9)$$

onde  $\theta_{max}$  é o ângulo máximo para o qual ainda se verifica reflexão total da luz. Para a fibra óptica, a abertura numérica vem então dada por

$$NA = n_n \left( 1 - \frac{n_b^2}{n_n^2} \right)^{1/2} \quad (3.10)$$

A quantidade de luz captada pela fibra depende, portanto, da diferença entre índices de refração que compõem os materiais do núcleo e bainha. As fibras ópticas são geralmente fabricadas a partir de vidro ou plástico, e a distribuição radial do índice de refração pode ser homogênea no núcleo e na bainha ou formar um gradiente, diminuído do núcleo para a periferia. Quando a variação do índice de refração se dá de forma gradual do núcleo para a periferia, diz-se que a fibra tem um perfil do tipo *graded-index*, quando há uma clara distinção entre os índices do núcleo e da bainha, diz-se que a fibra tem um perfil *step-index*.

## Fotodetectores

Os fotodetectores utilizados para realizar a leitura da luz de cintilação podem consistir em tubos fotomultiplicadores ou fotodíodos, cujos princípios de funcionamento são marcadamente distintos. Nos tubos fotomultiplicadores (PMT – Photomultiplier tube) o processo de conversão é feito quando um fóton incide no fotocátodo ejetando um electrão por efeito fotoeléctrico. O electrão resultante é acelerado até ao ânodo por sucessivas diferenças de potencial. As diferenças de potencial são estabelecidas entre eléctrodos a que se dá a designação de dínodos, sendo que cada dínodo é mantido a uma tensão mais positiva que o anterior. Por emissão secundária, o electrão ao colidir com cada dínodo põe em movimento mais electrões, estabelecendo uma cadeia de amplificação até chegar ao ânodo, onde é lido o sinal eléctrico. O tubo fotomultiplicador necessita então de ser alimentado por uma alta tensão ( $\sim 1000$  V), sendo que a sua resposta exhibe dependência relativamente à tensão aplicada [24].



Os fotodíodos são componentes electrónicos semicondutores com a capacidade de produzir corrente por absorção de fótons numa dada gama de comprimentos de onda, não requerendo tensão para o seu funcionamento. Quanto maior a área da janela de detecção, maior a sensibilidade do fotodíodo, mas maior também o seu tempo de resposta [22].

# 4

## Protótipo experimental

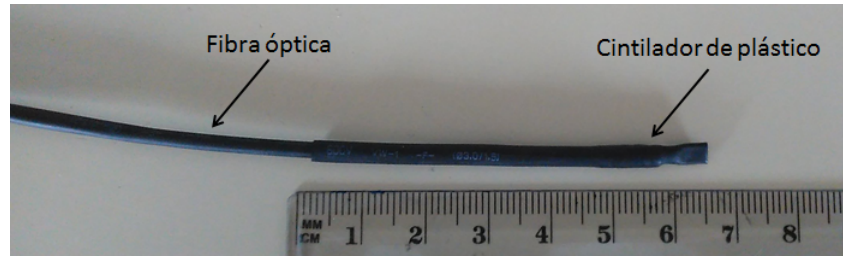
### 4.1 Plásticos de cintilação

O dosímetro desenvolvido foi testado para três diferentes cintiladores de plástico. Na tabela seguinte encontram-se as principais propriedades dos mesmos.

Modelo	BC-404	BCF-60	RP-200A
<b>Fabricante</b>	Saint-Gobain	Saint-Gobain	Rexon
<b>Pico de emissão (<math>nm</math>)</b>	408	530	415
<b>Diâmetro (<math>mm</math>)</b>	4	2	3
<b>Comprimento (<math>mm</math>)</b>	13,6	20	10
<b>Nº Fotões/MeV</b>	10500	7100	8500
<b>Composição da Matriz</b>	Poliviniltolueno	Poliestireno	Polimetil-metacrilato
<b>Índice de refração</b>	1,58	1,58	1,49
<b>Densidade (<math>g/cm^3</math>)</b>	1,032	1,05	1,18

**Tabela 4.1:** Propriedades dos plásticos de cintilação utilizados no dosímetro [33][34][35].

Os plásticos de cintilação foram envolvidos numa bainha preta de plástico e acoplados ao cabo óptico por via de uma gordura óptica de silicone (modelo BC-630 da Saint-Gobain) [36].



**Figura 4.1:** Cintilador de plástico cilíndrico acoplado ao guia óptico (PMMA).

## 4.2 Guia óptico

Para guia óptico foi utilizada uma fibra óptica de PMMA com 2.0 mm de diâmetro e 120 cm de comprimento, modelo ESKA SK-80 [37]. As características principais da fibra encontram-se descritas na tabela 4.2.

<b>Composição do núcleo</b>	Resina de polimetil-metacrilato
<b>Composição da bainha</b>	Polímero de fluor
<b>Índice de refração do núcleo</b>	1,49
<b>Perfil de refração</b>	<i>step-index</i>
<b>Abertura numérica</b>	0,50
<b>Diâmetro: núcleo (<math>\mu m</math>)</b>	1840-2080
<b>Diâmetro: bainha (<math>\mu m</math>)</b>	1880-2120

**Tabela 4.2:** Propriedades da fibra óptica [37].

À semelhança dos cintiladores de plástico, também a fibra óptica foi envolta numa manga preta de plástico por forma a isolar o sistema da luz ambiente. As extremidades da fibra foram polidas, reduzindo as heterogeneidades da superfície, de modo a prevenir efeitos de difusão da luz e a melhorar o acoplamento quer com o cintilador quer com o fotodetector (figura 4.2).



(a) Fibra óptica sem tratamento.

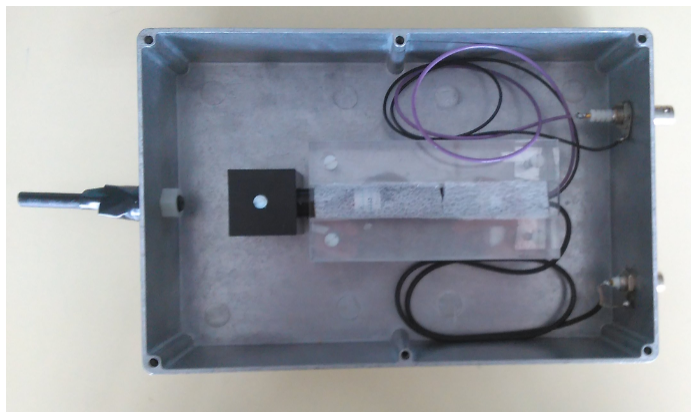


(b) Fibra óptica após tratamento no interior de bainha de plástico.

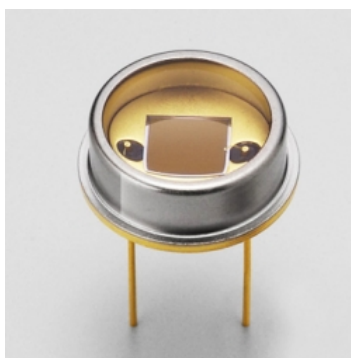
**Figura 4.2:** Fibra óptica de PMMA utilizada no dosímetro.

## 4.3 Fotodetectores

Foi estudada a influência do fotodetector na performance global do sistema. Para o efeito foram utilizados três fotodetectores diferentes, nomeadamente, um fotomultiplicador R647 da Hamamatsu (figura 4.3)[38], e um fotodíodos S9195 da Hamamatsu (figura 4.4) [39].



**Figura 4.3:** Fotomultiplicador R647 da Hamamatsu.



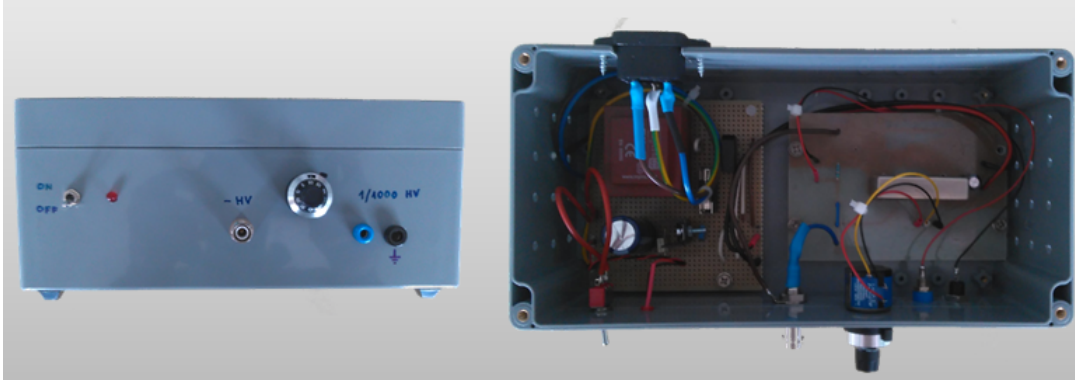
**Figura 4.4:** Fotodíodo S9195 da Hamamatsu [39].

As principais características dos dois fotodetectores encontram-se na tabela seguinte:

	PMT R647	S9195
Área sensível ( $mm^2$ )	63	25
Comp.Onda - pico ( $nm$ )	420	840
Sensibilidade ( $A/W$ )	$8,0 \times 10^4$	0,28

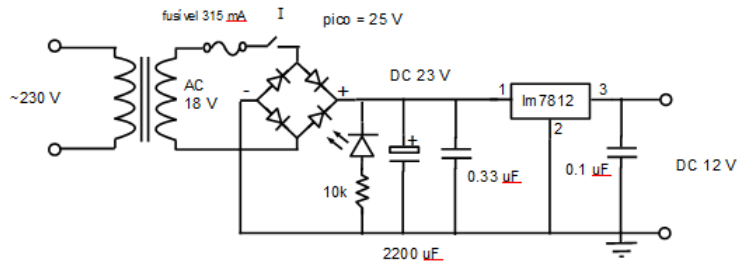
**Tabela 4.3:** Propriedades dos fotodetectores [38] [39].

O fotomultiplicador foi alimentado por um módulo de alta tensão concebido para o efeito com base no módulo integrado de alta tensão C4900-01 da Hamamatsu, figura 4.5.



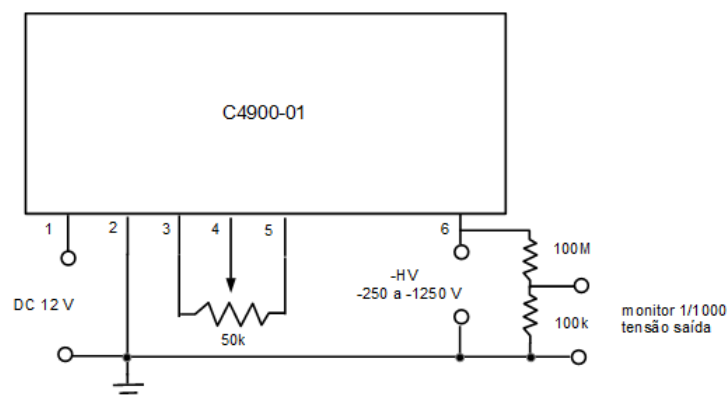
**Figura 4.5:** Módulo de alta tensão usado na alimentação do tubo fotomultiplicador: Painel frontal e interior.

O módulo contém uma fonte de alimentação de alta tensão que permite produzir tensões em regime DC reguláveis entre 250 a 1250 V (polarização negativa) a partir de uma tensão de entrada constante de 12 V. Por forma a produzir uma tensão constante de 12 V a partir da corrente alternada da rede eléctrica, utilizou-se um transformador [40] ao qual se ligou um rectificador ponte monofásico [41]. O esquema elétrico transformador e respectivo rectificador encontra-se na figura 4.6.



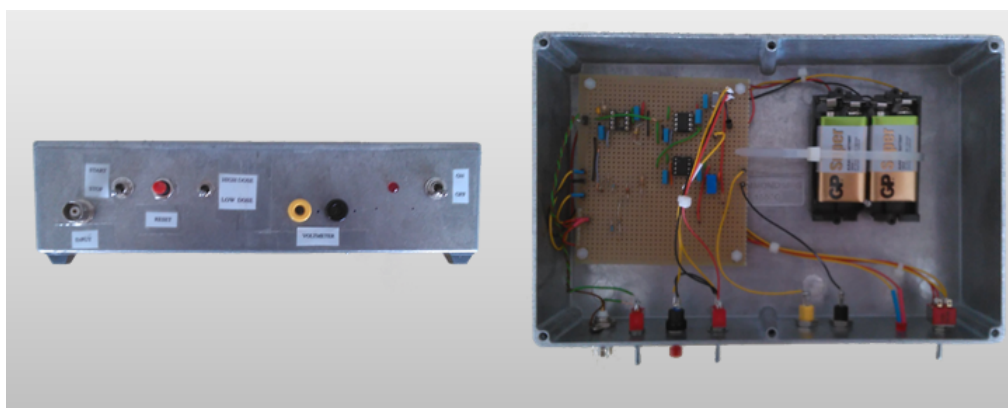
**Figura 4.6:** Esquema elétrico da fonte de tensão DC de 12 V/ 270 mA.

A tensão à saída do rectificador passa por um regulador de tensão [42] que limita a tensão de saída a 12 V. Finalmente, esta tensão é utilizada como *input* à fonte de alimentação de alta tensão [43], cujo o esquema elétrico pode ser visto na figura 4.7.



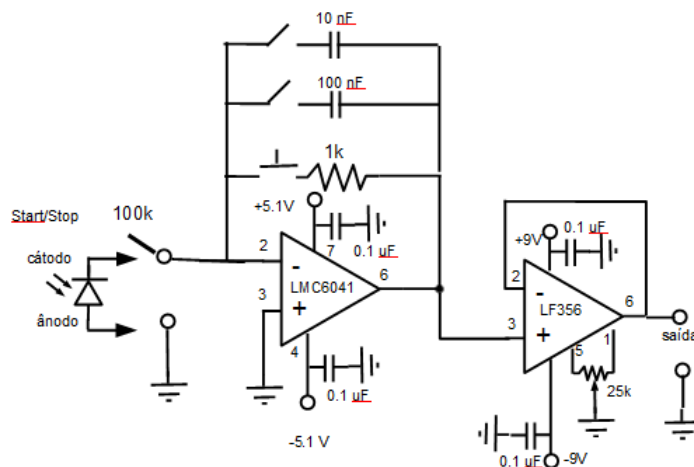
**Figura 4.7:** Fonte de alta tensão DC de -250 a -1250 V/ 0.5 mA.

O sinal proveniente do fotomultiplicador foi amplificado por um amplificador de carga de dois andares, também ele desenvolvido para o projecto, figura 4.8.



**Figura 4.8:** Amplificador de carga utilizado na leitura do sinal proveniente do PMT: Painel frontal e interior.

O amplificador é composto por dois AMPOPs: no primeiro andar encontra-se um CMOS modelo LM6041in [46] o qual se liga a um segundo andar composto por um JFET modelo LF356 [45], ambos da *National semiconductor*. A figura seguinte apresenta um esquema do circuito de amplificação.



**Figura 4.9:** Esquema do circuito eléctrico do amplificador de carga.

Por sua vez, a leitura do sinal dos fotodíodos foi realizada directamente com o electrómetro UNIDOS-E da PTW [44].



**Figura 4.10:** Electrómetro UNIDOS-E da PTW.





# 5

## Resultados laboratoriais

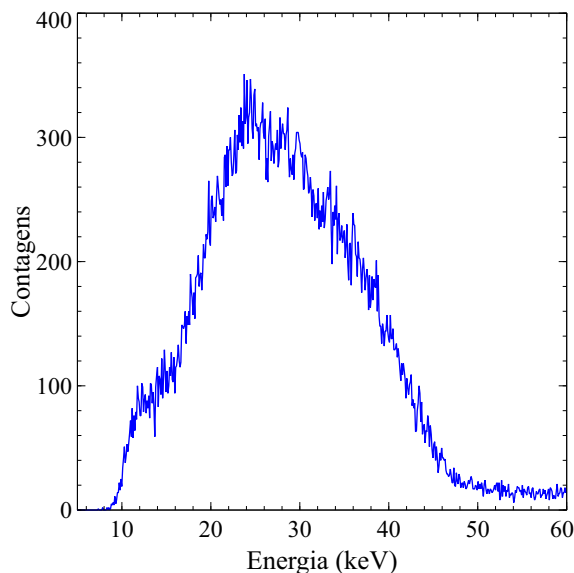
### 5.1 Caracterização da fonte de raios-X

Para a realização de testes com o dosímetro de cintilador de plástico, foi utilizado um tubo de produção de raios-X pertencente ao laboratório de Radiações Ionizantes do Departamento de Física da Faculdade de Ciências, Universidade de Lisboa. O conhecimento da qualidade do feixe produzido pelo tubo é condição fundamental para o estudo da resposta do dosímetro a testar, isto porque permite enquadrar a sua resposta às energias usadas. A qualidade de um feixe de raios-X aparece recorrentemente na literatura associada à sua distribuição espectral [47], contudo na prática clínica nem sempre é possível aceder à informação espectral, recorrendo-se a parâmetros alternativos para caracterizar a qualidade do feixe, nomeadamente a filtração inerente, a espessura semi-redutora (HVL), a tensão de pico e o *voltage ripple*.

#### 5.1.1 Espectro de emissão

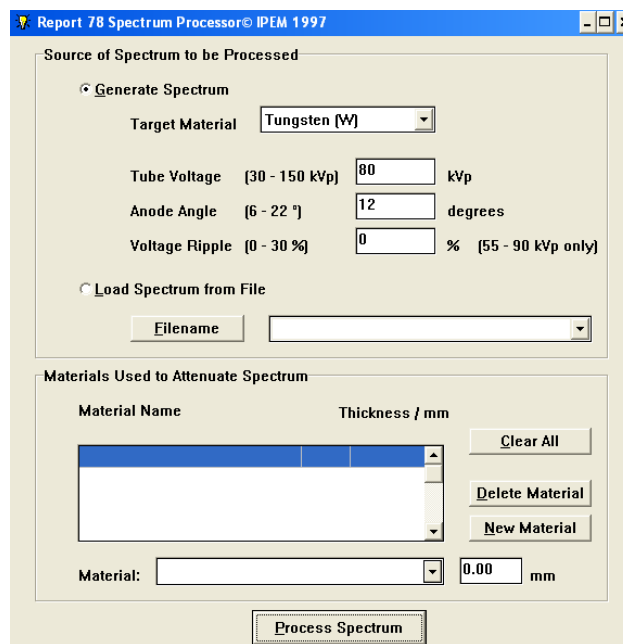
O espectro de emissão do tubo foi obtido utilizando o fotodetector X-100CdTe (Amptek) [48], acoplado ao sistema PX5 (Amptek) [53] que actua como amplificador e multicanal (MCA - *Multichannel analyzer*). O MCA foi ligado via USB a um computador para realizar a análise espectral. Utilizou-se ainda um colimador de tungsténio com 2 mm de espessura e com abertura de 100  $\mu\text{m}$  colocado à entrada do detector. A calibração em energia do detector foi efectuada utilizando uma fonte de raios-X variável e uma fonte radioactiva de Am-241.

Uma vez concluída a calibração, realizou-se uma sequência de disparos do tubo de Raio-X por forma a obter a distribuição em energia do feixe. No Gráfico da figura 5.1 encontra-se a distribuição espectral obtida experimentalmente.



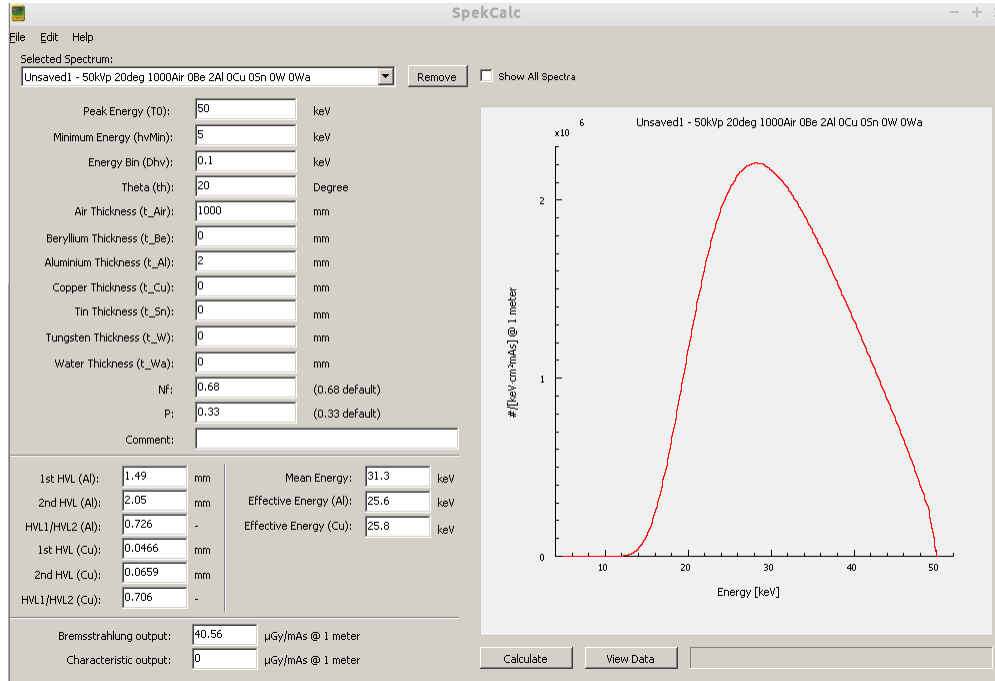
**Figura 5.1:** Espectro de emissão do tubo de raios-X.

Foram ainda realizadas simulações do espectro de raios-X do tubo usando os programas Spekcalc e IPEM. Estes programas permitem a especificação de vários parâmetros como a tensão de pico, espessura e material de filtração, ângulo e material do ânodo. Têm algumas diferenças entre si, nomeadamente ao nível das tensões de pico disponíveis, no entanto todos eles utilizam modelos matemáticos para a obtenção do espectro de energias. Em particular, o programa Spekcalc (figura 5.3) baseia-se num modelo teórico desenvolvido por G. Poludniowski e P. M. Evans [49] [50] [51]. Este modelo recorre a equações determinísticas para a produção de fótons Bremsstrahlung, utilizando distribuições calculadas previamente, através de métodos de Monte Carlo (ver secção 6.2) para a



**Figura 5.2:** Interface do programa IPEM.

penetração dos electrões no ânodo. Por sua vez, o programa IPEM (figura 5.2) da autoria de Andrew J Reilly e David Sutton baseia-se no modelo de Birch e Marshall [52] para produzir os espectros, permitindo incluir diferentes materiais de ânodo bem como introduzir *voltage ripple* para tensões superiores a 50 kV.



**Figura 5.3:** Interface do programa Spekcalc.

Foram simulados três espectros com as tensões de tubo de 45 kV, 48 kV e 50 kV, com cada um dos simuladores. Os espectros foram simulados para uma filtração inerente de 2 mm de alumínio, espessura de 300 mm de ar, ânodo de tungsténio e ângulo anódico de 20°. Seguidamente foi adicionado a cada um dos espectros o efeito da resolução em energia do detector experimental usando para tal um programa desenvolvido no projecto. A resolução do detector pode ser aproximadamente dada por

$$R = \frac{\sigma}{E} \simeq \frac{a}{\sqrt{E}} + b \quad (5.1)$$

onde  $\sigma$  é o desvio padrão determinado pelo ajuste de uma função gaussiana aos picos de emissão de cada fonte utilizada na calibração do detector, e  $E$  a energia característica do pico respectivo. Da relação acima resultam dois parâmetros  $a$  e  $b$ , os quais foram posteriormente introduzidos num programa que calcula a convolução do espectro com a resolução do detector. Este programa utiliza como *inputs* o espectro simulado ( $n^0$  eventos/ canal-energia) e os

parâmetros  $a$  e  $b$  atrás descritos. O *output* é um histograma da energia que tem em conta a resolução do multicanal usado nas medições experimentais. Inicialmente é feita leitura e normalização do espectro de entrada e calculada a largura  $\sigma$  em função da energia, de acordo com a função:

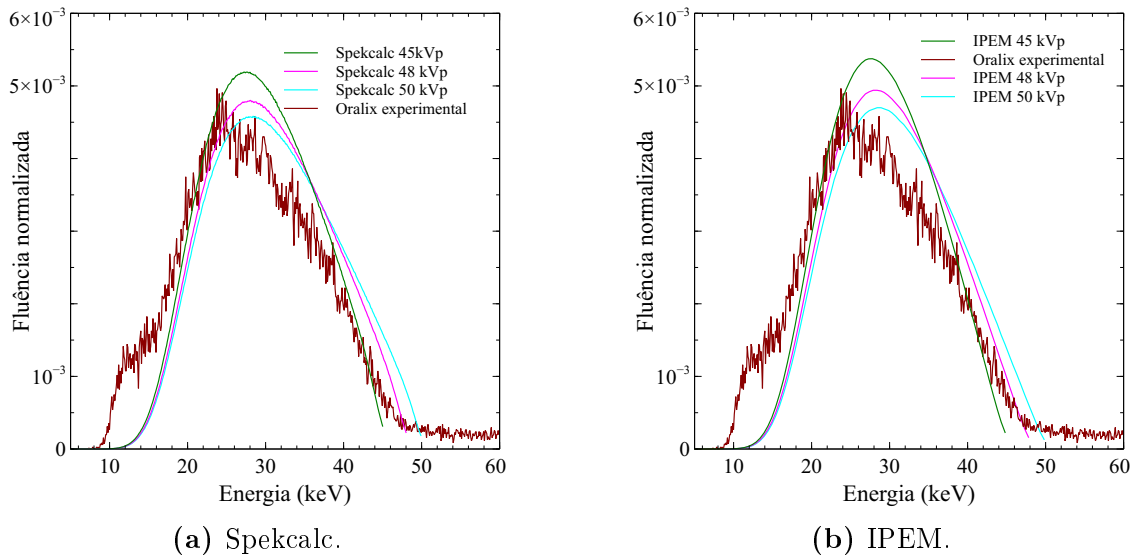
$$\sigma = \left( \frac{a}{\sqrt{E(i)}} + b \right) E(i) \quad (5.2)$$

onde  $E(i)$  corresponde à energia de cada canal  $i$ . De seguida é realizada a distribuição do número de eventos de cada canal/ energia pelos canais vizinhos. Assim, supondo que para uma determinada energia a simulação obteve um número  $N$  de eventos, o programa de convolução distribui esse mesmo número de eventos pelas energias vizinhas, determinando a que energia deve ser incrementado o número de eventos de acordo com a expressão:

$$E(f) = rand * \sigma + E(i) \quad (5.3)$$

onde  $rand$  é um número aleatório distribuído normalmente entre 0 e 1. Por fim, os histogramas foram realizados com recurso ao pacote de histogramação Uhistos [55].

Na figura 5.4 é possível observar os resultados obtidos com ambos os programas.

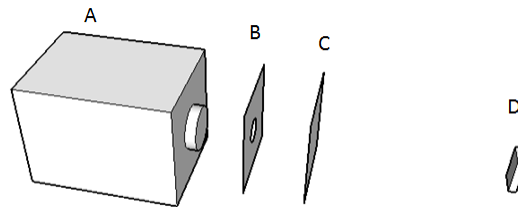


**Figura 5.4:** Comparação entre o espectro experimental do tubo de raios-X e os espectros simulados para uma tensão de 45 kV, 48 kV e 50 kV.

A tensão de tubo determina a energia máxima dos fótons emitidos, o que se traduz no valor máximo de energia do gráfico para o qual se verifica fluência de radiação. A observação do gráfico experimental permite constatar que a 50 keV já não se verificam contagens efectivas mas sim ruído, sugerindo uma tensão de pico efectiva inferior a 50 kV. Em ambos os gráficos é também visível um desvio do espectro para a extremidade esquerda do gráfico, indicando que a energia média do espectro experimental é inferior à energia média dos espectros simulados com 50 kV. Uma das razões que poderá estar na origem deste desvio prende-se com o *voltage ripple*, abordado na secção 5.1.3.

### 5.1.2 Determinação da Espessura Semi-Redutora

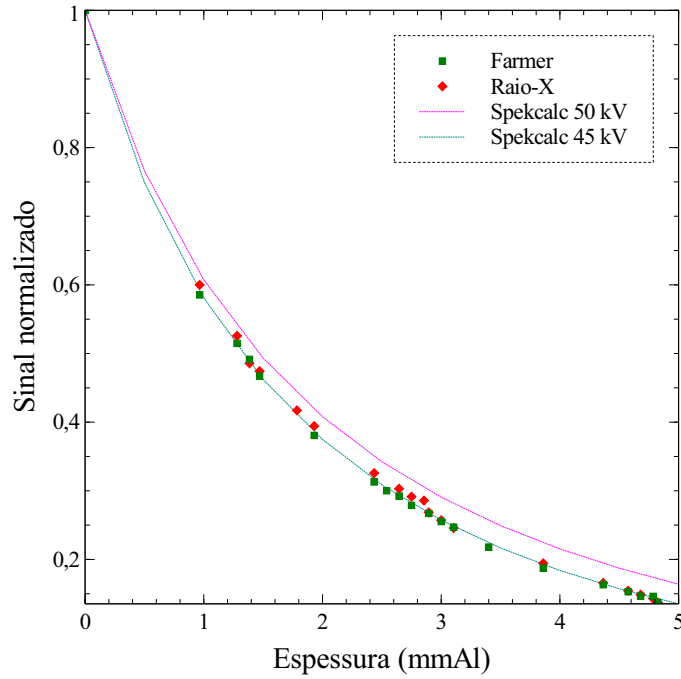
O conhecimento do valor de HVL de um tubo de raio-X permite aferir acerca da qualidade da energia do seu feixe uma vez que feixes mais energéticos necessitarão de uma espessura de filtração superior para reduzir a metade a sua intensidade inicial, relativamente a feixes menos energéticos. É expectável que para fontes polienérgicas, como é o caso, o segundo HVL seja superior ao primeiro, uma vez que ao adicionar filtração ao feixe, verifica-se uma maior atenuação das energias mais baixas que o constituem, tornando-o na globalidade mais energético - Endurecimento do feixe. O método experimental empregue para determinar o 1º e 2º HVL do tubo de raios-X, consistiu em obter medidas de kerma em ar a uma distância fixa da fonte de raios-X, e interpor sucessivamente placas de alumínio. O esquema do setup utilizado encontra-se na figura 5.5.



**Figura 5.5:** Setup experimental utilizado na determinação do HVL. A- Tubo de Raio-X; B- Colimador de chumbo; C- Filtro de alumínio; D- Detector.

Para realizar as medições foram utilizados 2 detectores de radiação: uma câmara de ionização modelo Farmer 30013 [56] e uma câmara de ionização modelo Mammo Chamber 34069 [57], ambas da PTW (figura 3.2). Às curvas normalizadas da atenuação da radiação em alumínio (figura 5.6), correspondentes a cada detector, foram aplicados ajustes exponenciais aos

pontos na vizinhança do 1<sup>o</sup> e 2<sup>o</sup> HVL.



**Figura 5.6:** Atenuação da radiação por adição de placas de alumínio entre o tubo e os detectores. Resultados para os dois detectores e cálculo computacional a partir de duas simulações.

A partir das equações obtidas pelos ajustes exponenciais, foi calculada a espessura de alumínio correspondente ao 1<sup>o</sup> e 2<sup>o</sup> HVL, de acordo com as expressões:

$$1^{\circ}HVL = \frac{\ln(\frac{0,5}{b})}{-m} \quad (5.4)$$

$$2^{\circ}HVL = \frac{\ln(\frac{0,25}{b})}{-m} \quad (5.5)$$

Onde m e b, correspondem aos parâmetros do ajuste de acordo com o modelo exponencial

$$y = b \cdot \exp(-mx) \quad (5.6)$$

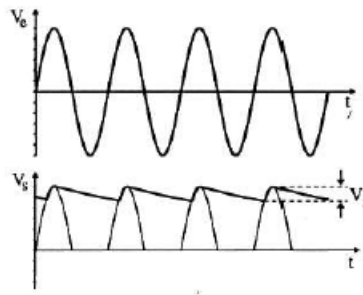
A tabela 5.1 apresenta os resultados obtidos para cada detector, tendo-se verificado coerência entre os valores obtidos para as duas câmaras de ionização.

	Farmer	Mammo Chamber
1 <sup>o</sup> HVL (mm)	$1.33 \pm 0.02$	$1.35 \pm 0.02$
2 <sup>o</sup> HVL (mm)	$1.72 \pm 0.02$	$1.76 \pm 0.02$

**Tabela 5.1:** Valores experimentais obtidos para o primeiro e segundo *Half-Value Layer* do tubo de raios-X.

### 5.1.3 Voltage Ripple

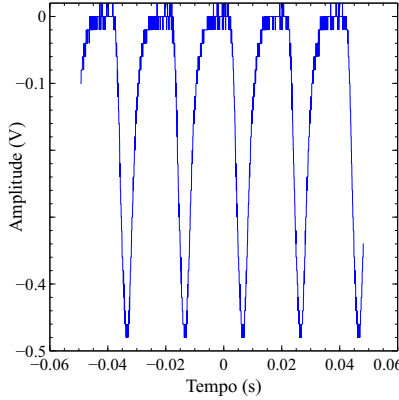
Quando se pretende retificar um sinal alternado, como por exemplo o sinal da rede eléctrica fornecida às habitações, são utilizados circuitos rectificadores geralmente compostos por díodos, dado que são condutores não lineares de corrente. A forma como o circuito é configurado determina a qualidade da retificação. O *ripple* constitui um indicador da qualidade de retificação e consiste na diferença percentual em tensão entre o pico de uma onda de tensão e o início da onda seguinte. A figura 5.7 ilustra a quantidade de *ripple*  $V_r$  que é obtido num circuito com rectificação e alisamento.



**Figura 5.7:** Exemplo de *ripple* característico de uma rectificação com alisamento.[31]

De modo a aferir o tipo de retificação do tubo, ligou-se o detector semiconductor (fotodíodo Hamamatsu S1337 [58]) a um osciloscópio e observou-se o varrimento do sinal gerado. Verificou-se a presença de uma semi-onda periódica com frequência de 50 Hz (frequência da rede eléctrica). A presença deste sinal evidencia uma rectificação de meia onda, o que nos leva a concluir que o tubo produz um feixe com *ripple* (figura 5.8).





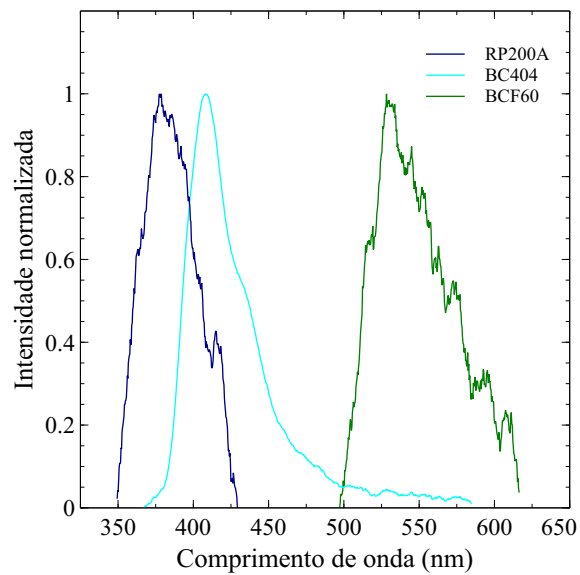
**Figura 5.8:** Espectro de emissão do tubo de Raio-X.

A consequência directa da presença de *ripple* é a diminuição da energia média do feixe, traduzindo-se no efeito observado no gráfico da figura 5.4. Por conseguinte, a atenuação da radiação na matéria ocorre mais rapidamente, facto observável pelo gráfico 5.6, ou seja, é necessária menos espessura de material para atenuar o feixe.

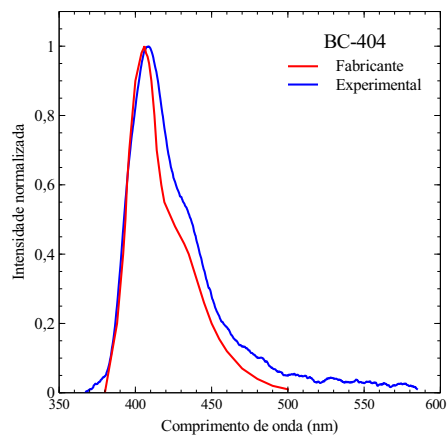
## 5.2 Resposta espectral dos cintiladores

A adequação entre a banda de absorção do fotodetector e a banda de emissão do cintilador de plástico determinam fortemente a sensibilidade do dosímetro. A este respeito foi estudado o espectro de emissão de cada cintilador com recurso a um espectrofotómetro (Hamamatsu C10082CAH [59]). Os espectros obtidos foram tratados por forma a remover picos espúrios e radiação de fundo. Posteriormente foram suavizados atribuindo a cada ponto a média dos dez pontos da vizinhança.

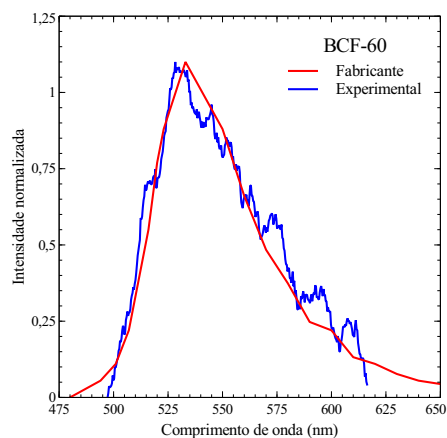
Os resultados obtidos foram comparados com as *datasheets* fornecidas pelo fabricante, tendo-se verificado um bom acordo entre ambos para os plásticos BC404 e BCF60, pertencentes à SaintGoibain. No entanto, o espectro do cintilador RP200 obtido experimentalmente apresenta um desvio significativo relativamente ao espectro apresentado pelo fabricante. A figura 5.9 permite observar a diferente localização da região de emissão dos três cintiladores em comprimento de onda. Por sua vez a figura 5.10 permite comparar individualmente o resultado obtido experimentalmente com o apresentado pelo fabricante.



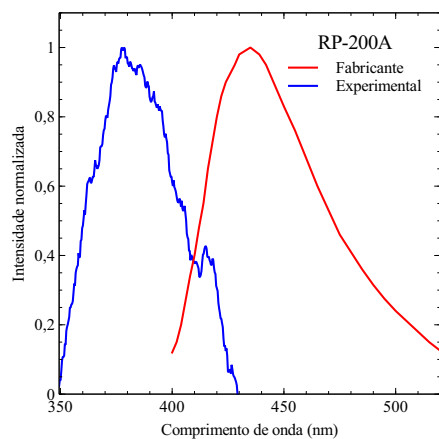
**Figura 5.9:** Espectro de emissão dos cintiladores de plástico.



(a) BC-404: espectro experimental e adaptado da *datasheet* do fabricante.



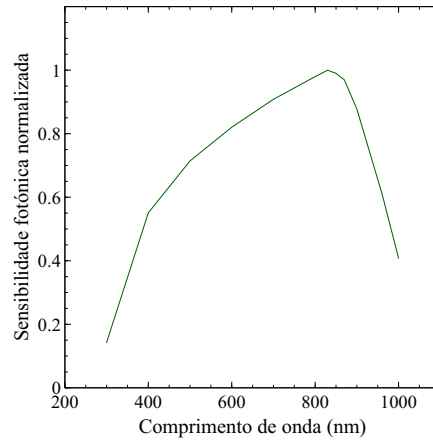
(b) BCF-50: espectro experimental e adaptado da *datasheet* do fabricante.



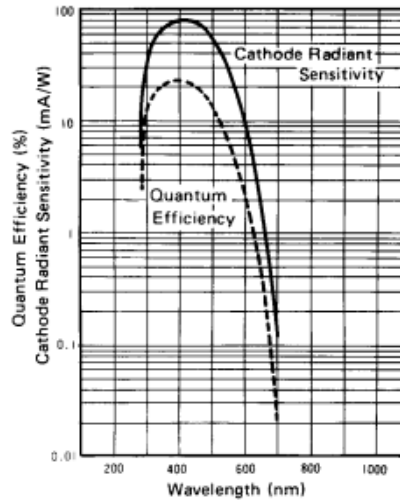
(c) RP-200A: espectro experimental e adaptado da *datasheet* do fabricante.

**Figura 5.10:** Curva de sensibilidade dos fotodetectores.

Na figura 5.11 é possível observar a banda de sensibilidade do fotodíodo, bem como do PMT. Note-se que o gráfico da sensibilidade relativo ao PMT apresenta os dados em escala logarítmica com um máximo na região dos 400 nm, havendo um desajuste entre a emissão dos cintiladores que emitem na zona do verde e a banda de sensibilidade do PMT. No caso do fotodíodo S9195 a sua sensibilidade favorece os cintiladores que emitem em bandas mais próximas do vermelho e infravermelho.



(a) Fotodíodo S9195, Hamamatsu (adaptado da *datasheet* do fabricante).

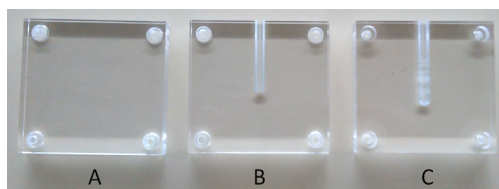


(b) Tubo fotomultiplicador R647, Hamamatsu (retirado da *datasheet* do fabricante).

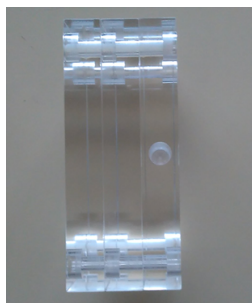
**Figura 5.11:** Curva de sensibilidade dos fotodetectores.

## 5.3 Sensibilidade, Linearidade e Dependência energética

O procedimento para o estudo da sensibilidade, linearidade e dependência energética dos cintiladores consistiu na realização de medidas no interior de um fantoma de acrílico a três profundidades diferentes. O fantoma foi especialmente concebido para o projecto, tendo sido dimensionado com o propósito de estudar o perfil de dose em profundidade (figura 5.12). Como é formado por três placas dissociadas, é possível alternar a posição do dosímetro no seu interior. Cada placa tem dimensões  $108 \times 102 \times 15 \text{ mm}^3$  e, para garantir a estabilidade do fantoma, todas apresentam 4 inserções onde são colocados parafusos de plástico que fixam as placas na posição pretendida. Para cada profundidade foram realizadas medidas com 0, 1, 2 e 3 mm de alumínio de atenuação, o que viabilizou alterar a energia do feixe dado que o tubo de raios-X de 50 kVp não permite a alteração da tensão de pico.



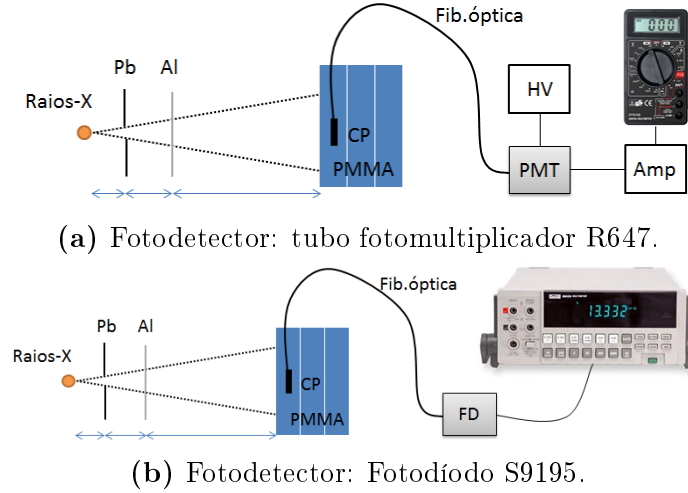
(a) Perspectiva transversal: A- Placa comum; B- Placa para cintilador ; C-Placa para câmara de ionização.



(b) Perspectiva de topo do fantoma.

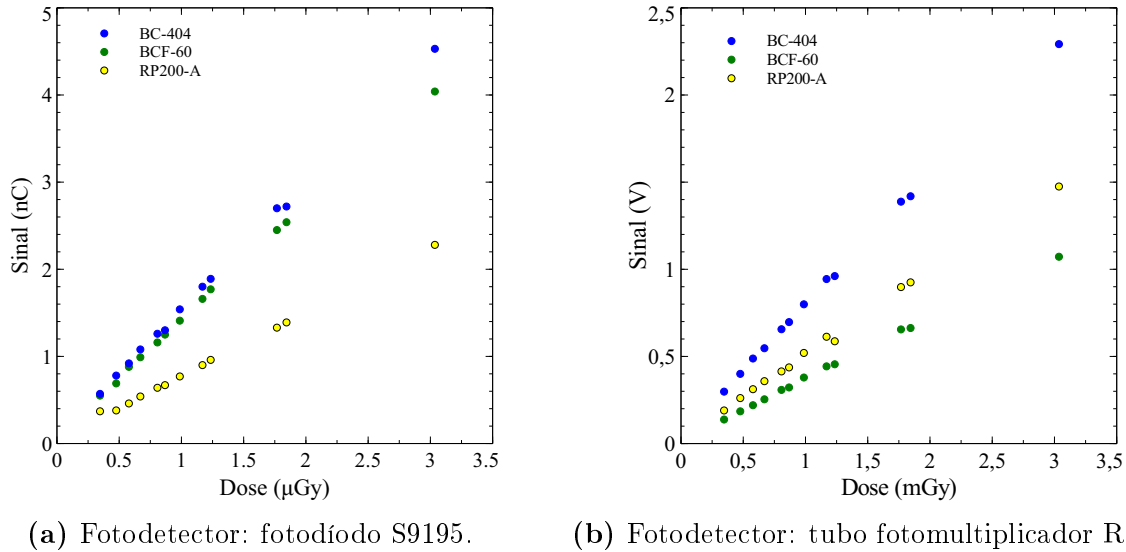
**Figura 5.12:** Fantoma utilizado para realizar as medidas de perfil de dose. Dimensões:  $108 \times 102 \times 15 \text{ mm}^3$ .

As medidas foram realizadas em duas fases. Numa primeira (figura 5.13a), o sinal produzido no cintilador foi conduzido até ao PMT R647, que por sua vez se encontrava ligado a um amplificador de carga, sendo o *readout* feito através de um voltímetro digital. Na segunda fase (figura 5.13b), a luz de cintilação foi detectada pelo fotodíodo S9195, o qual se ligou ao electrómetro UNIDOS-E (PTW).



**Figura 5.13:** Esquema usado no estudo da resposta dos plásticos de cintilação com diferentes fotodetectores.

Deste modo, o sinal  $Q$  obtido tem unidades de tensão (V) para o PMT e unidades de carga para o fotodiodo (nC). Este procedimento permite estudar a influência do fotodetector na resposta global do dosímetro. Os resultados demonstram uma boa relação de linearidade entre o sinal  $Q$  do dosímetro e a dose  $D$  registrada pela câmara de ionização, para ambos os fotodetectores (Figura 5.14).



**Figura 5.14:** Resposta do dosímetro em função da dose.

Para cada situação foram realizadas três medidas por forma a estudar a reprodutibilidade dos resultados. A incerteza foi então calculada como o maior desvio à média das três medições,

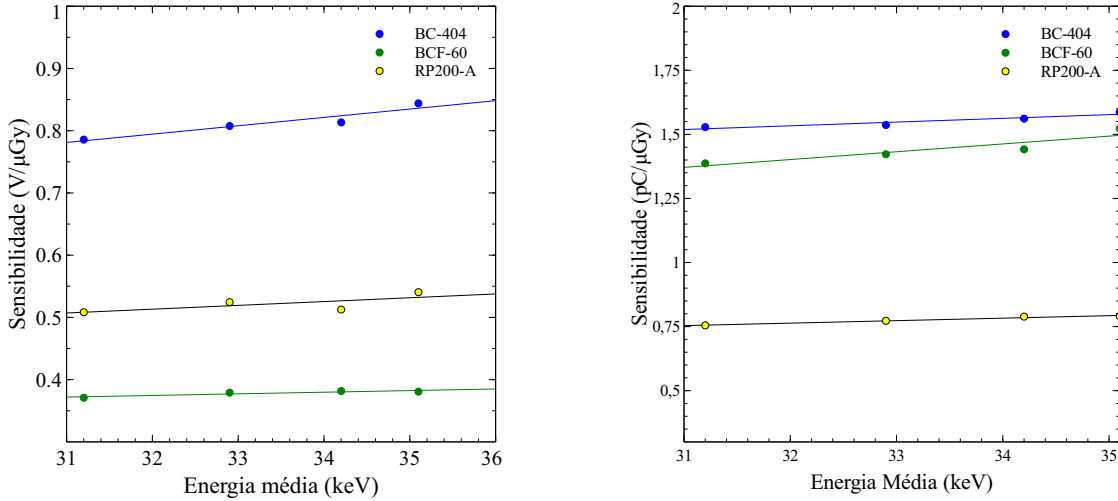
tendo-se obtido um máximo de 1% para as aquisições com o fotodíodo e 0,8% para as medidas realizadas com o PMT.

A sensibilidade  $dS$  do dosímetro, abordada na secção **3.1.1**, corresponde à razão entre o incremento do sinal  $dQ$  produzido e o incremento de dose depositada  $dD$  no mesmo ponto espacial:

$$S = \frac{dQ}{dD} \quad (5.7)$$

A compração directa das sensibilidades não é um processo simples, uma vez que depende de inúmeros factores entre os quais a eficiência de colecção da radiação ou a eficiência na produção de luz. No entanto, a importância da adequação do fotodetector é francamente evidenciada quando comparando a sensibilidade dos cintiladores RP200-A e BCF-60. Quando acoplado ao PMT, o BCF-60 apresenta maior sensibilidade, por oposição ao que acontece quando acoplado ao fotodíodo, onde o plástico RP200-A é mais sensível. Esta diferença de resposta deve-se a uma melhor adequação entre a banda de emissão do BCF-60 e a banda de sensibilidade do fotodíodo S9195, e a uma melhor correspondência entre a banda de emissão do RP200-A e a região mais sensível do PMT.

Idealmente, espera-se que a sensibilidade de um dosímetro seja constante para feixes de diferentes energias. Na prática os dosímetros exibem dependência energética, o que resulta numa variação da sua sensibilidade com a alteração da energia do feixe. Uma vez que o tubo utilizado não permite a selecção da tensão de pico, a variação da energia média foi exclusivamente conseguida por adição de filtração em alumínio. A interposição de placas de alumínio faz com que a componente menos energética do feixe seja filtrada, aumentando a energia média do mesmo - endurecimento do feixe. Na figura 5.15 encontram-se os resultados obtidos para os três cintiladores acoplados ao PMT, onde se pode observar uma ligeira subida da sensibilidade dos plásticos em função de um aumento da energia do feixe.



(a) Fotodetector: tubo fotomultiplicador R647.

(b) Fotodetector: fotodíodo S9195.

**Figura 5.15:** Dependência energética dos detectores com *readout* feito por PMT e fotodíodo, para três cintiladores.

Esta variação da sensibilidade é em alguns trabalhos [60] [61] atribuída a processos de *quenching*. No entanto, sabe-se que a variação dos coeficientes de absorção de energia desempenha um papel importante nesta dependência [62]. Em particular, o Kerma pode ser obtido a partir da fluência de fótons de acordo com a expressão:

$$K = \frac{\mu_{tr}}{\rho} E \Phi \quad (5.8)$$

Para energias inferiores à energia do  $^{60}\text{Co}$ , o coeficiente mássico de transferência ( $\mu_{tr}/\rho$ ) pode ser aproximado ao coeficiente mássico de absorção ( $\mu_{en}/\rho$ ) uma vez que a fracção de energia perdida por bremsstrahlung por electrões secundários é inferior a 0,3% [64]. Os feixes de radiação característicos dos tubos de raios-X são policromáticos, e para feixes policromáticos o Kerma corresponde ao integral ao longo do espectro de energias

$$K \approx \int \left( \frac{\mu_{en}}{\rho} \right) E \frac{d\Phi}{dE} dE \quad (5.9)$$

dividindo ambos os termos da equação pela expressão da fluência energética  $\Psi$ , vem que

$$\frac{K}{\Psi} \approx \frac{1}{\Psi} \int \left( \frac{\mu_{en}}{\rho} \right) E \frac{d\Phi}{dE} dE \quad (5.10)$$



sendo que o lado direito da equação corresponde ao valor médio do coeficiente mássico de absorção. Sob estas condições o Kerma é então obtido por

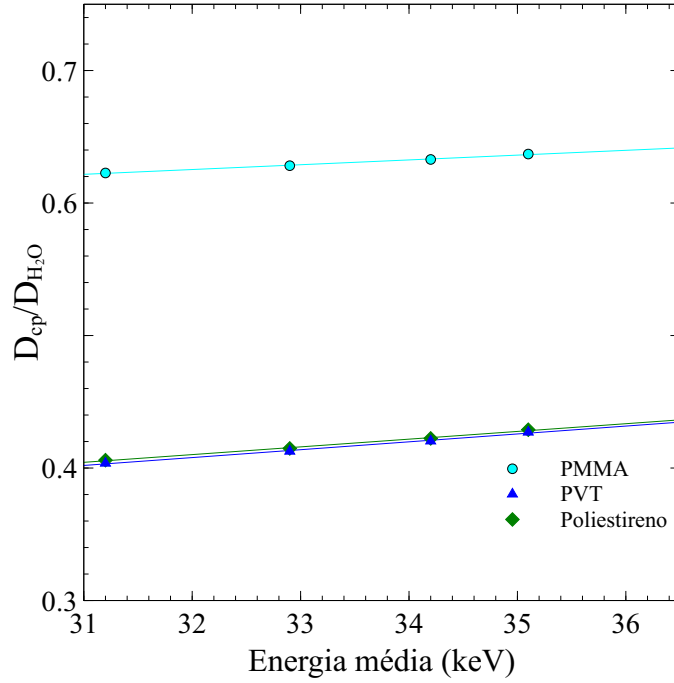
$$K \approx \left( \frac{\overline{\mu_{en}}}{\rho} \right) \Psi \quad (5.11)$$

Assumindo que existe equilíbrio de partículas carregadas, o Kerma é igual à dose. Para um feixe de fótons que incide sob as mesmas condições num material de plástico (cintiladores) e em água (câmara de ionização), assumindo que a fluência do feixe é igual, o quociente entre as dose depositada nos dois materiais é dado por

$$\frac{D_{cp}}{D_{H_2O}} = \left( \frac{\overline{\mu_{en}}}{\rho} \right)_{cp} / \left( \frac{\overline{\mu_{en}}}{\rho} \right)_{H_2O} \quad (5.12)$$

Através do software Spekcalc foi realizada uma simulação da fluência do feixe para a tensão de pico utilizada e as respectivas filtrações. A partir da secção "Tables of X-Ray Mass Attenuation Coefficients and Mass Energy-Absorption Coefficients" do NIST [63] obteve-se o valor dos coeficientes de absorção e coeficientes de atenuação mássicos. Por interpolação logarítmica determinou-se os valores dos coeficientes para fótons com energias entre 5 e 50 keV. Realizou-se o cálculo da Kerma para poliestireno, poliviniltolueno, pmma e água, determinando-se de seguida os quocientes relativamente à água. Na figura 5.16 encontram-se os resultados.

A qualidade do feixe depende da filtração aplicada e da tensão de pico do tubo, pelo que é possível obter diferentes energias médias de feixe para uma mesma tensão de pico, aplicando diferentes filtrações.



**Figura 5.16:** Variação da razão das doses dos três plásticos relativamente à água em função da energia média do feixe.

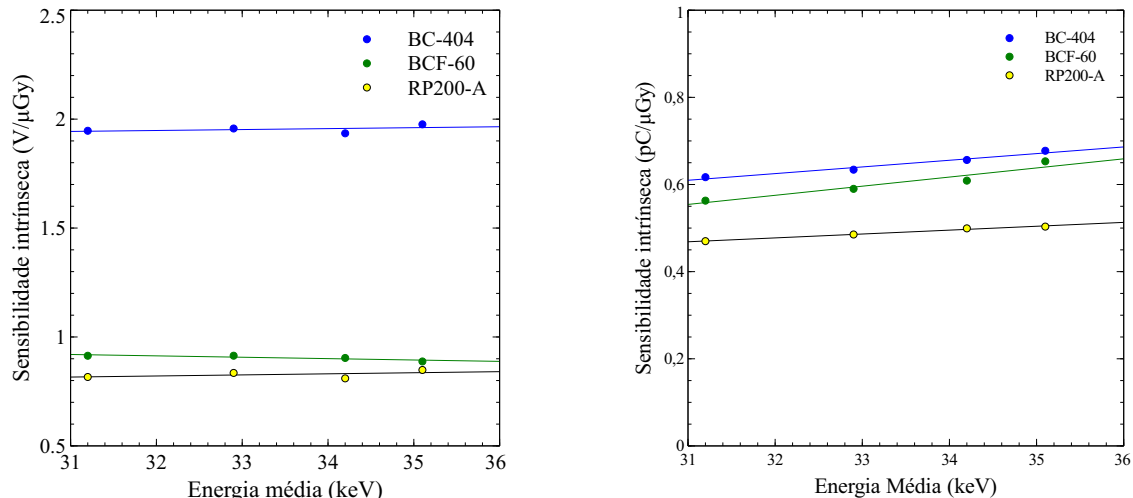
A sensibilidade do dosímetro pode ser factorizada como

$$S = \frac{dQ}{D_{H_2O}} = \frac{dQ}{dD_{cp}} \frac{D_{cp}}{D_{H_2O}} \quad (5.13)$$

onde  $dQ$  é o sinal medido no cintilador,  $D_{cp}$  a dose no cintilador e  $D_{H_2O}$  a dose em água. A razão  $dQ/dD_{cp}$  corresponde à sensibilidade intrínseca  $S_{int}$  do cintilador, que pode então ser obtida pela expressão:

$$S_{int} = S \cdot \frac{D_{H_2O}}{D_{cp}} \quad (5.14)$$

Na figura 5.17 encontram-se os resultados obtidos para a sensibilidade intrínseca dos plásticos de cintilação. Verifica-se que a sensibilidade intrínseca é bastante constante para a gama de energias usada.



(a) Fotodetector: tubo fotomultiplicador R647.

(b) Fotodetector: fotodíodo S9195.

**Figura 5.17:** Sensibilidade dos cintiladores estudados em função da energia média do feixe de raios-X. Ver texto para detalhes.

A diferença entre a sensibilidade intrínseca face à sensibilidade do detector não é tão expressiva devido ao facto da gama de energias considerada ser pouco abrangente, muito embora se verifique alguma suavização do declive das rectas.

## 5.4 Radioluminescência da fibra óptica

A radioluminescência constitui uma importante fonte de ruído na dosimetria de baixas energias com cintiladores de plástico. Na prática, apenas uma porção pequena da fibra óptica ( $\sim 5$  cm) é sujeita a irradiação durante os exames, pelo que apenas essa fracção poderá contribuir para o sinal total. Neste sentido foi estudada a contribuição da radioluminescência da fibra branca (apenas PMMA sem cintilador). Para o efeito, adoptou-se um *setup* experimental semelhante ao da figura 5.13a, mas sem filtração Al nem amplificação do sinal e com a leitura a ser realizada por integração de carga durante 3 segundos no electrómetro. Foram realizadas aquisições com uma fibra branca e com o cintilador BC-404 para estabelecer a comparação. Os resultados encontram-se na tabela seguinte:

Profundidade no fantoma (mm)	Fibra branca - PMMA (nC)	BC-404 (nC)
1	$0,1794 \pm 0,01$	$24,8 \pm 0,1$
2	$0,1378 \pm 0,01$	$15,2 \pm 0,1$
3	$0,1116 \pm 0,01$	$8,7 \pm 0,01$

**Tabela 5.2:** Estudo da radioluminescência da fibra óptica.

Verifica-se portanto que a contribuição da fibra óptica de PMMA utilizada é inferior a 0,2 % da totalidade do sinal lido pelo dosímetro, não constituindo por isso um factor importante de ruído.

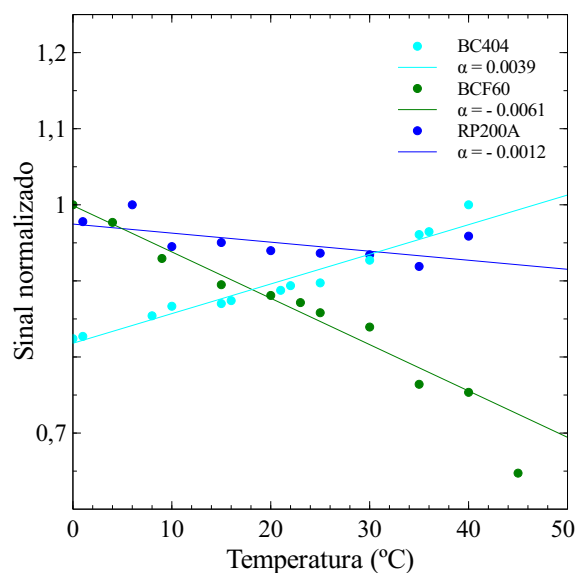
## 5.5 Dependência em temperatura

Foi também estudada a dependência em temperatura dos três plásticos de cintilação. Idealmente, a resposta do dosímetro espera-se constante para um intervalo suficientemente grande de temperaturas. No entanto, diversos estudos sugerem que os dosímetros apresentam dependências a este nível [65] [66] [25], pelo que se torna conveniente um estudo do grau de dependência dos cintiladores em relação à temperatura, de modo a viabilizar a correcção da leitura. O método experimental consistiu na colocação do cintilador no interior de um goblé com água destilada e gelo, alinhado com o tubo de raios-X, e à distância de 30 cm (figura 5.18). O goblé foi progressivamente aquecido entre 0 e 40° C com uma manta de aquecimento, registando-se leituras aproximadamente de 5 em 5 graus. A leitura da temperatura foi realizada utilizando uma sonda conectada a um voltímetro digital (modelo 72-7730, da Tenma). O cintilador encontrava-se acoplado ao PMT e o *readout* realizou-se com o electrómetro.



**Figura 5.18:** Arranjo experimental utilizado para a determinação da dependência em temperatura do plástico cintilador.

Verificou-se uma clara dependência em temperatura no caso dos cintiladores BCF-60 e BC-404. Por oposição, no cintilador RP-200A a dependência térmica parece não ser tão significativa. O gráfico da figura 5.19 apresenta a variação do sinal nos três cintiladores, onde se pode também observar o ajuste linear aplicado a cada uma das curvas.



**Figura 5.19:** Dependência em temperatura dos cintiladores BC-404, BCF-60 e RP-200A ( $\alpha$  = declive da recta em  $^{\circ}\text{C}^{-1}$ ).

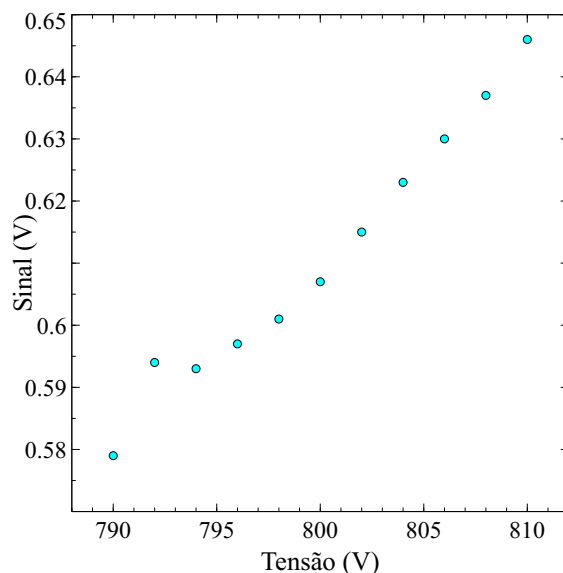
Um estudo recente por Buranurak [65] apresenta um coeficiente de aproximadamente 0,58%

$^{\circ}\text{C}^{-1}$  para o sinal lido pelo cintilador BCF-60, um valor compatível com o resultado obtido nesta execução experimental que aponta para um coeficiente de  $0,60\% \text{ }^{\circ}\text{C}^{-1}$ . Um outro estudo por Wootton & Beddar [66] indica um registo análogo de  $0,50\% \text{ }^{\circ}\text{C}^{-1}$ , um pouco inferior ao aqui registado. A diferença pode dever-se a uma execução experimental diferente da adoptada, dado que a de Buranurak é na sua essência idêntica à adoptada neste projecto. Não há contudo estudos realizados que abordem a dependência em temperatura dos cintiladores BC-404 e RP-200A.

## 5.6 Dependência do sinal na tensão de polarização do PMT

É expectável que a amplificação do sinal produzida pelo fotomultiplicador aumente com o aumento da diferença de potencial aplicada entre o seu cátodo e ânodo. Sabe-se no entanto que este comportamento não é linear, sendo conveniente avaliar a resposta do fotomultiplicador para várias tensões. O gráfico da figura 5.20 apresenta o resultado deste estudo, levado a cabo entre 790 e 810 V. As medições foram realizadas com intervalos de 2 V.

Observa-se um comportamento não linear entre 790 e 800 V, valor a partir do qual o sinal gerado é proporcional à tensão aplicada. Nesta região a sensibilidade do PMT aumenta  $0,3\%$  por cada Volt.



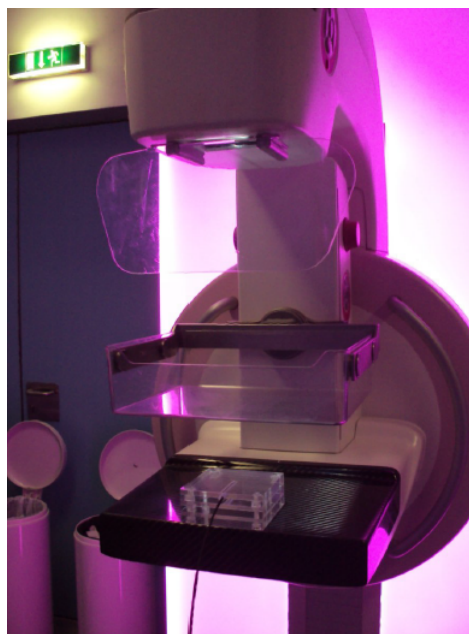
**Figura 5.20:** Dependência do sinal do PMT na tensão de alimentação aplicada.



# 6

## Resultados em meio clínico

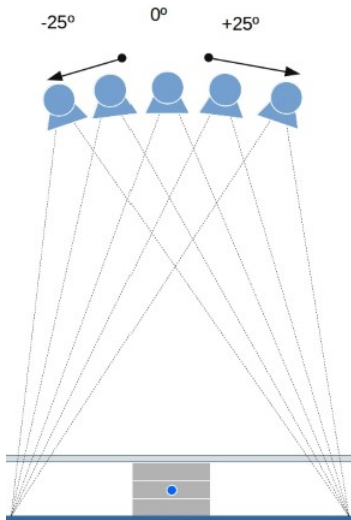
O dosímetro foi testado em meio clínico na unidade de imagiologia do Hospital da Luz de Lisboa, com um tomógrafo MAMMOMAT Inspiration System (Siemens) 6.1. Devido a constrangimentos relacionados com o tempo de utilização do tomógrafo, não foram testadas todas as combinações cintilador-fotodetector.



**Figura 6.1:** Tomógrafo do Hospital da Luz, Lisboa.

Durante um exame realizado com o MAMMOMAT Inspiration em modo tomossíntese, a combinação W/Rh para o ânodo e filtro é pré-programada. O tubo realiza um varrimento



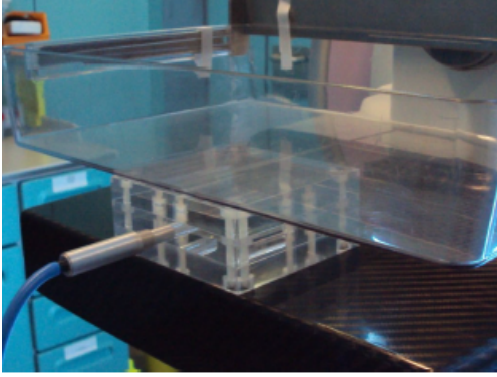


**Figura 6.2:** Esquema do tomógrafo, prato de compressão, fantoma e detector de selenio. O tubo faz um varrimento de  $50^\circ$  sobre o fantoma.

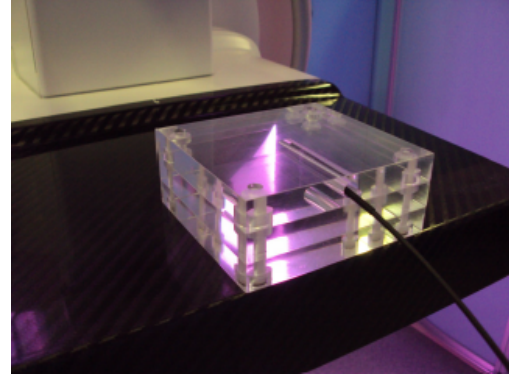
de  $50^\circ$  e gera 25 imagens a uma taxa de 2 imagens por segundo. O filtro de Rh tem  $50\ \mu\text{m}$  de espessura e o feixe de raios-X produzido sai através de uma janela de Be. O fantoma foi colocado sobre o detector de selênio amorfo (a-Se) a uma distância do foco de  $65.55\ \text{cm}$ . O objectivo foi medir a dose depositada a diferentes profundidades no fantoma durante o exame, a partir do sinal gerado pelo PSD.

## 6.1 Resposta do dosímetro

Foi avaliado o comportamento do dosímetro utilizando os cintiladores BC-404 e BCF-60. A decisão da utilização destes cintiladores foi feita com base no estudo prévio em ambiente laboratorial. O fotodetector utilizado foi o PMT R647, sendo o *readout* realizado com o amplificador de carga e o voltímetro digital. Foi também utilizada a câmara de ionização Farmer para realizar as medidas de dose absoluta. Os detectores foram colocados no interior do fantoma, em três profundidades diferentes, por forma a obter um perfil de dose. As medidas foram realizadas para uma carga total de  $56\ \text{mA}$  e duas energias de feixe:  $26\ \text{kVp}$  e  $35\ \text{kVp}$ . A figura 6.3 apresenta o sistema de aquisição usado.



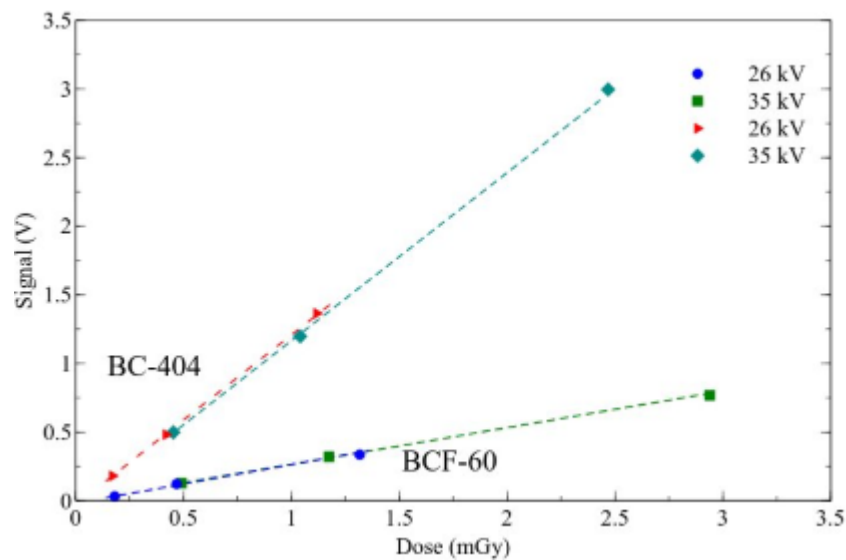
(a) Medidas de dose absoluta com a câmara de ionização.



(b) Medidas com o dosímetro de cintilador de plástico.

**Figura 6.3:** Aquisição de medidas com o Mammomat Inspiration, Hospital da Luz.

Os resultados obtidos encontram-se na figura 6.4 para o sinal registado pelo PSD em função da dose medida pela câmara de ionização, e para as duas tensões de pico. A incerteza experimental é inferior a 2% tanto para o PSD como para a câmara de ionização. Para cada conjunto de valores foi aplicado um ajuste linear, a partir do qual se extraiu a sensibilidade (declive da recta). Os resultados encontram-se na tabela 6.1



**Figura 6.4:** Sinal obtido pelo PSD como função da dose medida pela câmara de ionização no fantoma de PMMA irradiado com o tomógrafo Mammomat Inspiration. Os resultados apresentados correspondem a aquisições com os cintiladores BC-404 e BCF-60 para tensões de pico de 26 e 35 kV.

BC-404: Slope(V/mGy)		BCF-60: Slope(V/mGy)	
26 kV	35 kV	26 kV	35 kV
$0.81 \pm 0.01$	$0.82 \pm 0.02$	$0.281 \pm 0.005$	$0.267 \pm 0.006$

**Tabela 6.1:** Declive (sensibilidade) extraído do ajuste linear aplicado ao sinal do PSD em função da dose no interior do fantoma de PMMA quando irradiado pelo feixe do tomógrafo.

Para o cintilador BC-404 os declives para 26 e 35 kV são idênticos dentro do intervalo de incerteza. O facto de as rectas quase coincidirem revela a quase inexistência de dependência energética no intervalo de energias considerado, como de resto já era expectável pelos resultados obtidos em laboratório. Comparando os declives dos dois cintiladores, conclui-se que o BC-404 apresenta melhor performance.

## 6.2 Simulação Monte Carlo do tomógrafo

As simulações Monte Carlo - MC - constituem um método científico de resolução de problemas a partir da geração de números aleatórios. Actualmente a sua aplicação encontra-se dispersa pelas mais diversas áreas, desde a modelação de sistemas biológicos, à interacção da radiação com a matéria, ou até mesmo ao estudo das movimentações na bolsa de valores. A sua origem remonta ao século XVIII, sendo a sua autoria atribuída a Georges Louis Leclerc. A utilização de métodos MC é quase exclusivamente realizada através de métodos computacionais devido à natureza estatística do mesmo: quanto mais eventos gerados, maior a precisão dos resultados. Os algoritmos com recurso a este método permitem ainda a validação de modelos teóricos.

Sob o ponto de vista dosimétrico, é importante conhecer a distribuição do campo de radiação emitido pela fonte. Devido à elevada intensidade do feixe, a distribuição espectral é muitas vezes difícil de obter. As simulações de Monte Carlo permitem a obtenção do espectro, constituindo uma importante técnica para colmatar os constrangimentos experimentais. No entanto os fabricantes dos sistemas de radiação não revelam sempre todos os detalhes dos equipamentos, o que pode constituir um problema. A comparação das quantidades medidas e simuladas (dose, neste caso) deve ser sempre que possível comparada para validar a qualidade do modelo de Monte Carlo utilizado.

Neste trabalho foi utilizado o programa Penelope por forma a simular o transporte de fótons

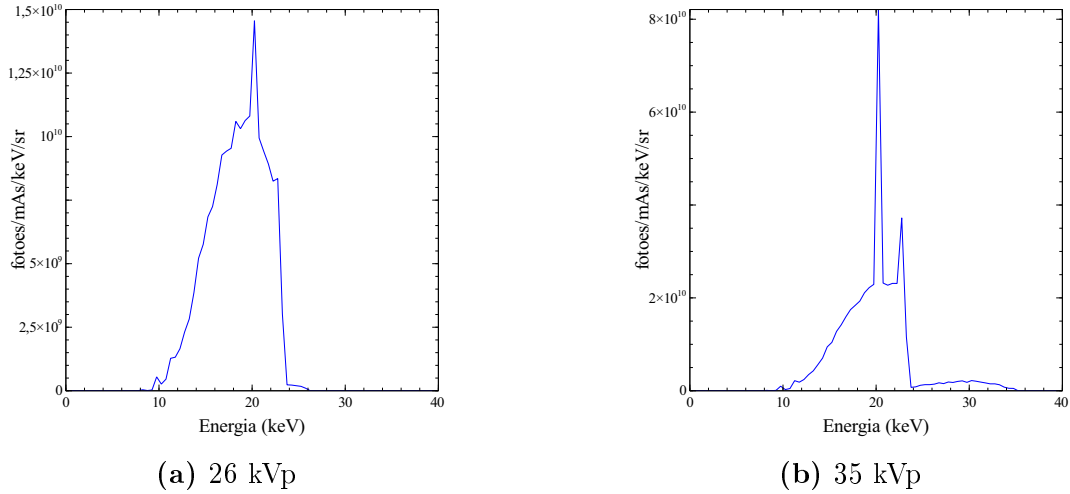
e electrões na matéria, tendo sido estudada a deposição de dose no dosímetro em condições similares às experimentais. O conceito base do código (linguagem Fortran) passa por simular a geração de partículas primárias (fotões ou electrões) seguindo a sua sequência de percursos livres, designados *steps*, num dado material até terminar numa das várias interacções possíveis, cuja probabilidade de ocorrência depende directamente da sua secção eficaz. Ao interagir, podem ser produzidas partículas secundárias perdendo parte ou a totalidade da sua energia, ou mudar de direcção.

Para realizar a simulação foi definida a geometria - posição e dimensões - dos vários objectos, o material respectivo, e as características da fonte de partículas primárias. A escolha da geometria foi realizada com o pacote Ulysses [54], um programa complementar que permite seguir as partículas em volumes complexos e fazer o registo dos resultados. Por forma a gerar as partículas a partir de uma distribuição espectral e realizar a histogramação da fluência, foi utilizada a biblioteca Ulyhistos [55] pertencente ao pacote Ulysses.

A simulação da deposição de dose no interior do fantoma foi realizada em duas etapas para reduzir o tempo de computação, uma vez que a taxa de produção de raios-X por fotão gerado é bastante baixa [47]:

### **Simulação da ampola:**

Para simular a produção de raios-X do tomógrafo usado experimentalmente, foi definida uma geometria composta por uma cátodo - fonte pontual de electrões com 26 ou 35 keV - um ânodo de tungsténio, um filtro de ródio com  $50\mu m$ , e uma janela de berílio com 1 mm. É crucial a presença do filtro de ródio nesta fase da simulação, uma vez que os electrões retrodifundidos no ânodo podem colidir com o filtro produzindo assim raios-X adicionais. Foram definidos cortes de energia de 3 keV, tendo se alcançado uma eficiência aproximada de geração de fotões de  $9500/4E7$ . Os resultados obtidos encontram-se de seguida:



**Figura 6.5:** Espectro de raios-X obtido por simulação da ampola para as duas tensões de pico: 26 kVp e 35 kVp.

Em ambos os espectros é possível verificar a presença de duas riscas de emissão, sensivelmente nos 20 e 23 keV (6.2). Estas riscas correspondem a transições electrónicas do ródio, e têm muita influência na energia média do feixe. Acima da risca de 23 keV verifica-se uma queda abrupta do espectro devido ao facto do ródio emitir radiação a energias inferiores àquelas a que absorve.

Transição	Energia (keV)	Intensidade por cada 100 lacunas na camada K
Rh $K_{\alpha 2}$	20,074	23,61
Rh $K_{\alpha 1}$	20,216	44,61
Rh $K_{\beta 3}$	22,699	3,71
Rh $K_{\beta 1}$	22,724	7.18

**Tabela 6.2:** Lista das transições electrónicas mais prováveis do ródio [67].

### Deposição de dose:

Os espectros produzidos pela simulação da ampola foram utilizados como *input* para a simulação da deposição de dose no fantoma. A fonte de raios-X foi simulada aleatoriamente a partir de 25 pontos de emissão distribuídos uniformemente numa região angular com 50°. A geometria inclui o prato de compressão (cujo material e espessura foram estimados), o fantoma de PMMA e o detector de selénio amorfo. Por sua vez, a câmara de ionização foi modelada como um cilindro de ar com uma parede de PMMA e um eléctrodo central de alumínio. Por forma a acelerar o tempo de simulação, a deposição de dose nos três dosímetros

foi realizada em simultâneo. Os resultados seriam ligeiramente diferentes caso a simulação fosse realizada isoladamente para cada uma das posições do dosímetro, sendo no entanto uma diferença residual.

O *output* da simulação é retornado em unidades de  $(keV/g)/\text{fotão}$ , pelo que foi necessário calcular o número total de fotões emitidos na simulação do tubo de raios-X, por forma a obter um valor de dose ( $Gy$ ) depositada no dosímetro. Para calcular o número total de fotões a partir do espectro de emissão do tomógrafo, é necessário determinar o ângulo sólido de emissão do mesmo.

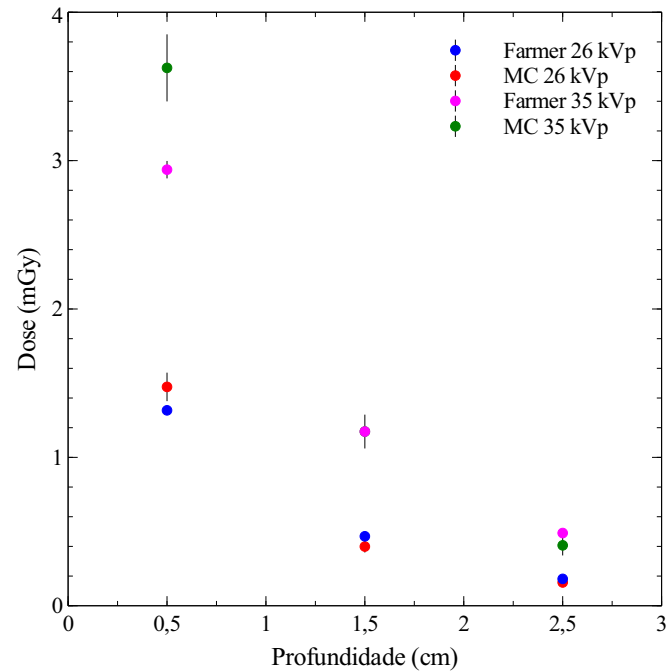
$$\Omega = 2\pi(1 - \cos t) \quad (6.1)$$

Onde  $\cos t$  corresponde ao coseno do ângulo de abertura do feixe, o qual é calculado a partir da seguinte expressão

$$\cos t = \frac{d}{\sqrt{d^2 + m^2}} \quad (6.2)$$

sendo  $d$  a distância entre o foco e a superfície do fantoma, e  $m$  metade do comprimento do fantoma. Tendo em conta que o espectro vem em unidades de  $\text{fotão}/keV/mAs/sr/dE$ , integrando o espectro em energia e multiplicando o resultado pelo ângulo sólido e pela corrente do ânodo (56 mAs), obtemos o número total de fotões simulados:  $1.694 \times 10^{11} \pm 1.828 \times 10^9$  fotões para 35kVp e  $8.288 \times 10^{10} \pm 1.349 \times 10^9$  fotões para 26kVp.

Finalmente, multiplicando o resultado da simulação pelo número de fotões e aplicando a conversão de keV para joule e de grama para kilograma, obteve-se a deposição da dose à profundidade de 0.5, 1.5 e 2.5 mm. O gráfico da figura 6.6 apresenta o perfil de dose simulado.



**Figura 6.6:** Deposição da dose em profundidade no fantoma: simulação e experimental.

Os resultados da simulação não coincidem exactamente com os valores obtidos experimentalmente, registando-se uma diferença máxima de 19 % para uma tensão de pico de 35 kV. Este *gap* pode dever-se ao facto de não se saber ao certo qual o material que compõe a bandeja de compressão, tendo sido simulada como uma placa de PMMA com 4 mm de espessura. Por outro lado, não é também clara a incerteza associada à carga de 56 mA, que poderá também ela variar em função da tensão de pico do feixe, o que pode comprometer o resultado da simulação.

# 7

## Conclusões e Perspectivas Futuras

Acoplando um cintilador de plástico, exposto a radiação ionizante, a um fotodetector, é possível quantificar a energia depositada no mesmo e relacioná-la com a dose absorvida. Esta quantificação é conseguida através de uma conversão de fótons em pulsos eléctricos, que podem ser lidos sob forma de corrente ou carga. Os plásticos de cintilação constituem então uma alternativa de baixo custo para a monitorização de dose, podendo ainda ser fabricados numa vasta qualidade de formatos e dimensões.

Neste trabalho foram determinados coeficientes de temperatura para três cintiladores. O resultado de  $(0.6 \pm 0.1)\% \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$  obtido para o BCF-60 mostra um bom acordo com os resultados de publicações anteriores. Os valores medidos para o coeficiente de temperatura confirmam ainda a existência de uma pequena dependência em temperatura para estes cintiladores.

O estudo confirmou ainda que a radioluminescência não desempenha um papel importante nas energias consideradas, com variações no sinal produzido inferiores a 0.2 %. Verificou-se também a existência de dependência do sinal lido como função da tensão de polarização do fotodetector, sendo no entanto um parâmetro controlável através da regulação da fonte de alimentação.

A adequação de plásticos de cintilação para a dosimetria de baixas energias já foi avaliada noutros estudos [60] [61]. Um sistema dosimétrico baseado na utilização de um plástico de cintilação foi estudado com sucesso para um equipamento de tomossíntese com 26 e 35 kVp. A dependência em energia do PSD é pequena no intervalo de energias avaliado, fazendo com que este sistema constitua uma alternativa adequada à medição de dose nestes exames



---

radiológicos. O sistema pode ser colocado junto ao corpo do paciente, sem interferir com o exame, permitindo assim controlar a dose administrada. Este tipo de dosímetros pode ainda ser usado como equipamento de rotina na avaliação da dose dos sistemas radiológicos.

# 8

## Bibliografia

- [1] International Agency for Research on Cancer; Disponível online em: <http://www.iarc.fr> (acedido em Fevereiro de 2016).
- [2] GLOBOCAN 2012: Estimated Cancer Incidence, Mortality and Prevaence Worldwide in 2012; Disponível online em: <http://globocan.iarc.fr/Default.aspx> (acedido em Fevereiro de 2016).
- [3] American Cancer Society; Disponível online em: <http://www.cancer.org/> (acedido em Fevereiro de 2016).
- [4] Hologic, I. Hologic Receives FDA Approval for First 3-D Digital Mammography (Breast Tomosynthesis) System; Disponível online em: <http://www.hologic.com/en/news-releases/173-id.234881803.html> (acedido em Novembro de 2015).
- [5] J. Zoetelief, D.R. Dance, G. Drexler, H.Jarvinen, *Patient Dosimetry for X Rays used in Medical Imaging*, Journal of the ICRU Vol 5 No 2, 2005, Report 74.
- [6] Bethesda, *Stopping Powers for Electrons and Positrons ICRU*, Journal of the ICRU, 1984, Report 37
- [7] A.Helvie, *Digital Mammography Imaging: Breast Tomosynthesis and Advanced Applications*, Radiologic Clinics of North America, 2010, 917-929.
- [8] Siemens: Mammomat Inspiration; Disponível online em: <http://usa.healthcare.siemens.com/> (acedido em Janeiro de 2016).

- [9] B. Sá Azevedo, *Reconstrução/Processamento de Imagem Médica com GPU em Tomos-síntese*, Tese de Mestrado, Universidade Nova de Lisboa, 2011.
- [10] T. Niklason, E.Castleberry, J. Slanetz, C. Dejule, F. Kwasnick, F.Richotte, *Digital Tomosynthesis in Breast Imaging*, Radiology, 1997, 205:399-406.
- [11] M. Bissonnette, M. Hansroul, E. Masson, S. Savard, S. Cadieux, P. Warmoes, D. Gravel, J. Agopyan, B. Polischuk, W. Haerer, T. Mertelmeier, J.Y. Lo, Y. Chen, J.T. Dobbins III, J.L. Jesneck, S. Singh, *Digital Breast Tomosynthesis Using an Amorphous Selenium Flat Panle Detector*, Medical Imaging, 2005.
- [12] P. Poplack, D. Tosteson, A. Kogel, M. Nagy, *Digital Breast Tomosynthesis: Initial Experience in 98 Women with Abnormal Digital Screening Mammography*, American Journal of Roentgenology, 2007, 189: 616-623.
- [13] D. Gur, G. S. Abrams, M. Chough, A. Ganott, M. Hakim, L. Perrin, Y. Rathfon, H. Sumkin, L. Zuley, I. Bandos, *Digital Breast Tomosynthesis: Observer Performance Study*, American Journal of Roentgenology, 2009, 193: 586-591.
- [14] S. Rose, L. Tidwell, J. Bujnoch, C. Kushwaha, S. Nordmann, R. Sexton Jr., *Implementation of Breast Tomosynthesis in a Routine Screening Practice: An Observational Study*, American Journal of Roentgenology, 2013.
- [15] International Commission on Radiation Units Measurements; Disponível online em: <http://www.icru.org/> (acedido em Novembro de 2015).
- [16] International Atomic Energy Agency, Vienna 2007, *Dosimetry in Diagnostic Radiology: An International Code of Practice*, Technical Reports Series No.457
- [17] F. Rêgo, L. Peralta, M. Gomes, *Can the HVL help the mechanical X-ray tube characterization?*, X-Ray Spectrometry, 2011.
- [18] Breast Cancer; Disponível online em: <http://www.breastcancer.org/> (acedido em Janeiro de 2016).
- [19] F. Rêgo, *Desenvolvimento de Dosímetros de Estado Sólido para Dosimetria em Radiologia e Braquiterapia*, Tese de Doutoramento, Universidade de Lisboa, 2010
- [20] James E. Turner, 2007, *Atoms, Radiation and Radiation Protection*, 3<sup>a</sup> Edição, Wiley
- [21] Hamamatsu, Si photodiode S1337 Series; Disponível online em: <http://www.farnell.com/datasheets/8759.pdf> (acedido em Novembro de 2015).

- [22] Glenn F. Knoll, 2000, *Radiation Detection and Measurement*, 3<sup>a</sup> Edição, John Wiley Sons
- [23] B. E. A. Saleh, M. C. Teich, 1991, *Fundamentals of Photonics*, John Wiley Sons
- [24] N. Tsoulfanidis, 1995, *Mesurement and Detection of Radiation*, 2<sup>a</sup> Edição, Taylor Francis
- [25] R. Nowotny, A. Taubeck, *A method for the production of composite scintillators for dosimetry in diagnostic radiology*, Physics in Medicine and Biology 2009, 54: 1457–1468
- [26] S. Mori, M. Endo, K. Nishizawa, T. Tsunoo, T. Aoyama, H. Fujiwara, K Murase, *Enlarged longitudinal dose profiles in cone-beam CT and the need for modified dosimetry*, 2005, Medical Physics, 32 1061–69
- [27] K. D. Nakonechny, B. G. Fallone, S. Rathee, *Novel methods of measuring single scan dose profiles and cumulative dose in CT*, 2005, Medical Physics, 32 98–109
- [28] L. Peralta, F. Rêgo, *Si-PIN photodiode readout for a scintillating optical fiber dosimeter*, 2012, Radiation Measurements, 47: 947-950
- [29] J F Williamson, J F Dempsey, A S Kirov, J I Monroe, W R Binns, H Hedtjarn, *Si-PIN photodiode readout for a scintillating optical fiber dosimeter*, 2012, 947-950
- [30] H. Oliveira, F. Rego, L. Peralta, C. Abreu, *Plastic scintillator dosimetry in radiology applications*, 2011, IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record
- [31] M.C. Abreu, L. Matias, L. F. Peralta, 1994, *Física Experimental - Uma Introdução*, Lisboa, Editorial Presença
- [32] J. Butsona, K.N. Yua, T. Cheunga, P. Metcalfe, *Radiochromic film for medical radiation dosimetry*, 2003, Materials Science and Engineering, 61-120
- [33] Rexion Components Inc., RP-200 Plastic Scintillator; Disponível online em: <http://www.rexon.com/RP200.htm> (acedido em Outubro de 2015).
- [34] Saint-Gobain Crystals, Premium Plastic Scintillators; Disponível online em: <http://www.hep.phy.cam.ac.uk/~lester/teaching/SparkChamber/> (acedido em Outubro de 2015).

- [35] Saint-Gobain Crystals, SGC Fibers Brochure; Disponível online em: <http://www.crystals.saint-gobain.com/uploadedFiles/SG-Crystals/> (acedido em Outubro de 2015).
- [36] Saint-Gobain Crystals, BC-630 Optical Grease; Disponível online em: <http://www.crystals.saint-gobain.com/uploadedFiles/SG-Crystals/> (acedido em Outubro de 2015).
- [37] Mitsubishi Rayon Co. LTD., ESKA ; Disponível online em: <http://i-fiberoptics.com/pdf/sk80.pdf> (acedido em Novembro de 2015).
- [38] Hamamatsu, Photomultiplier tube R647; Disponível online em: <http://www.hamamatsu.com/us/en/R647.html> (acedido em Novembro de 2015).
- [39] Hamamatsu, Si PIN photodiode S9195; Disponível online em: [https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/ssd/s9195\\_kpin1068e.pdf](https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/ssd/s9195_kpin1068e.pdf) (acedido em Novembro de 2015).
- [40] Myrra, Encapsulated Transformer PCB mount; Disponível online em: <http://www.myrra.com/myrra/Transformers/Encapsulated-50Hz/c/CAT-09-05-00> (acedido em Março de 2016).
- [41] Multicomp, FL400 Series - Single Phase Bridge Rectifiers; Disponível online em: <http://www.farnell.com/datasheets/79808.pdf> (acedido em Março de 2016).
- [42] Fairchild, LM78XX/LM78XXA 3-Terminal 1 A Positive Voltage Regulator; Disponível online em: <https://www.fairchildsemi.com/datasheets/LM/LM7812.pdf> (acedido em Janeiro de 2016).
- [43] Hamamatsu, Compact High Voltage Power Supply C4900 Series; Disponível online em: [https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/etd/C4900\\_TACC1013E.pdf](https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/etd/C4900_TACC1013E.pdf) (acedido em Janeiro de 2016).
- [44] PTW, UNIDOS E - Universal Dosemeter; Disponível online em: <http://www.ptw.de/fileadmin/data/download/catalogviewer/> (acedido em Janeiro de 2016).
- [45] National Semiconductors, JFET Input Operational Amplifiers; Disponível online em: <http://pdf1.alldatasheet.com/datasheet-pdf/view/97340/NSC/LF356.html> (acedido em Janeiro de 2016).

- [46] National Semiconductors, LMC6041 CMOS Single Mi-cropower Operational Amplifier; Disponível online em: <http://pdf.datasheetcatalog.com/datasheet2/4/0813741zu665sxdqi87ui4hjf2cy.pdf> (acedido em Janeiro de 2016).
- [47] Frank H. Attix, *Introduction to Radiological Physics and Radiation Dosimetry*, 1986, Wiley-VCH
- [48] Amptek, X-Ray and Gamma Ray Detector High Resolution CdTe Cadmium Telluride; Disponível online em: <http://www.amptek.com/pdf/xr100cdte.pdf> (acedido em Janeiro de 2016).
- [49] G. G. Poludniowski, P. M. Evans, *Calculation of x-ray spectra emerging from an x-ray tube. Part I. Electron penetration characteristics in x-ray targets*, 2007, Medical Physics, 34(6):2164-74
- [50] G. G. Poludniowski, *Calculation of x-ray spectra emerging from an x-ray tube. Part II. X-ray production and filtration in x-ray targets*, 2007, Medical Physics, 34(6):2175-86
- [51] G. G. Poludniowski, G. Landry, F. DeBlois, P. M. Evans e F. Verhaegen, *SpekCalc: a program to calculate photon spectra from tungsten anode x-ray tubes*, 2009, Medical Physics, 54(19):433-38
- [52] K. Cranley, B. Gilmore, G. Fogarty, L. Desponds, *IPEM Report 78: Catalogue of diagnostic X-ray spectra and other data.*, 1997, York (UK): The Institute of Physics and Engineering in Medicine (IPEM)
- [53] Amptek, Digital Pulse Processor, MCA and Power Supply <http://www.amptek.com/pdf/px5.pdf>
- [54] L. Peralta, *Ulysses - Particle tracking in complex geometries*, 2012
- [55] L. Peralta, *Ulhists - Histogramming package for Ulysses*, 2012
- [56] PTW, Farmer Chamber Type 30013; Disponível online em: <http://www.ptw.de/fileadmin/data/download/catalogviewer/> (acedido em Fevereiro de 2016).
- [57] PTW, SFD Mammo Chamber Type 34069; Disponível online em: <http://www.ptw.de/fileadmin/data/download/catalogviewer/> (acedido em Fevereiro de 2016).

- [58] Hamamatsu, Si Photodiodes S1337 Series; Disponível online em: [https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/ssd/s1337\\_series\\_spd1032e.pdf](https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/ssd/s1337_series_spd1032e.pdf) (acedido em Fevereiro de 2016).
- [59] Hamamatsu, Mini-spectrometers TM Series; Disponível online em: [https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/ssd/c10082ca\\_tc\\_kacc1126e.pdf](https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/ssd/c10082ca_tc_kacc1126e.pdf) (acedido em Fevereiro de 2016).
- [60] J. F. Williamson, J. F. Dempsey, A. S. Kirov, J. I. Monroe, W. R. Binns, H. Hedtjärn, *Plastic scintillator response to low-energy photons*, 1999, Physics in Medicine and Biology, 44: 857–871
- [61] A. M. Frelin, J. M. Fontbonne, G. Ban, J. Colin, M. Labalme, *Comparative Study of Plastic Scintillators for Dosimetric Applications*, 2008, 55: 2749-2756
- [62] L. Peralta, F. Rêgo, *Response of plastic scintillators to low-energy photons*, 2014, 59: 4621-4633
- [63] NIST, Tables of X-Ray Mass Attenuation Coefficients and Mass Energy-Absorption Coefficients; Disponível online em: <http://www.nist.gov/pml/data/xraycoef/> (acedido em Fevereiro de 2016).
- [64] J. R. Greening, 1985, *Fundamentals of Radiation Dosimetry* 2<sup>a</sup> Edição, New York: Taylor Francis pp 22
- [65] S. Buranurak, C.E. Andersen, A.R. Beierholm, L.R. Lindvold, *Temperature variations as a source of uncertainty in medical fiber-coupled organic plastic scintillator dosimetry*, 2013, 56: 307-311
- [66] L. Wootton, S. Beddar, *Temperature dependence of BCF plastic scintillation detectors*, 2013, 58: 2955-2967
- [67] The Lund/LBNL Nuclear Data Search; Disponível online em: <http://nucleardata.nuclear.lu.se/toi/> (acedido em Fevereiro de 2016).